



TITLE:

構造物の耐風性に及ぼす気流変動
の効果に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

岡南, 博夫

CITATION:

岡南, 博夫. 構造物の耐風性に及ぼす気流変動の効果に関する研究. 京都大学, 1989, 工学博士

ISSUE DATE:

1989-05-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r6894>

RIGHT:

構造物の耐風性に及ぼす気 流変動の効果に関する研究

昭和63年12月

岡 南 博 夫

構造物の耐風性に及ぼす気 流変動の効果に関する研究

昭和63年12月

岡 南 博 夫

目 次

第 1 章	緒 論	1
1. 1	概 説	1
1. 2	従来の研究	3
1. 3	本論文の概要	5
第 2 章	構造物の耐風性の面からみた乱流構造に関する実験的研究	9
2. 1	概 説	9
2. 2	小鳴門海峡周辺地形模型による風洞実験概要	10
2. 2. 1	風洞実験と現地観測	10
2. 2. 2	地形模型実験の相似性	10
2. 2. 3	地形模型, 実験装置および実験方法	12
2. 2. 4	現地観測概要	14
2. 3	風洞実験結果および現地観測結果との比較, 考察	16
2. 3. 1	乱流境界層の風速特性および相似性の確認	16
2. 3. 2	風向の可視化	19
2. 3. 3	平均風速および乱れの強さの分布	21
2. 3. 4	乱れのスケール(積分スケール)	25
2. 3. 5	変動風速のパワースペクトル密度	30
2. 3. 6	変動風速の高次モーメント	34
2. 3. 7	変動風速の空間相関	38
2. 3. 8	タイムスケーリング	41
2. 4	格子乱流の乱れの強さと乱れのスケール	42
2. 5	観測時間による乱流統計量の変化	45
2. 6	結 語	48
第 3 章	準定常空気力理論における乱流成分の取り扱いに関する一考察	53
3. 1	概 説	53
3. 2	静的空気力係数に及ぼす準定常的乱れの効果	54
3. 2. 1	周期的変動流中における静的空気力係数	55
3. 2. 2	不規則変動流中における静的空気力係数	58
3. 2. 3	定常空気力に及ぼす主流方向と水平方向 変動風速成分の準定常効果	62
3. 2. 4	計算結果と実験結果との比較および考察	65

3. 3	準定常的乱れの効果を考慮した高層構造物のギャロッピング	73
3. 3. 1	変動風速に起因する相対迎角の鉛直分布	73
3. 3. 2	主流と直交する方向の乱れ成分の乱れの強さ	75
3. 3. 3	高層構造物のギャロッピングに関する基礎式	76
3. 3. 4	ロッキング振動モードを有する高層構造物の ギャロッピング振動解析例	79
3. 4	結 語	82
第 4 章	橋梁断面の乱流中における空力不安定振動の 1 推定法	86
4. 1	概 説	86
4. 2	断面の運動に起因する相対風速と変動風速	88
4. 3	非線形空力ダンピングのシステムの評価	93
4. 4	変動流中における橋梁断面の非線形空力ダンピング	98
4. 5	橋梁断面の自励空気力に及ぼす鉛直方向変動風速成分の効果	105
4. 6	風速-振幅-空力減衰特性に及ぼす鉛直, および 主流方向変動風速成分の影響	109
4. 7	実橋空力挙動に及ぼす乱れの効果	116
4. 8	結 語	121
第 5 章	充腹断面の空気力に及ぼす乱流効果に関する実験的研究	124
5. 1	概 説	124
5. 2	実験概要	127
5. 2. 1	風洞および脈動流発生装置	128
5. 2. 2	模型および空気力測定方法	132
5. 2. 3	流れの可視化	133
5. 2. 4	計測器類	134
5. 3	格子乱流中における実験	136
5. 3. 1	概 説	136
5. 3. 2	2次元模型と乱れの3次元性	137
5. 3. 3	スプリッター板による後流流速変動の安定性	138
5. 3. 4	静的空気力係数	142
5. 4	主流方向変動流中における実験	146
5. 4. 1	概 説	146
5. 4. 2	スプリッター板の Karman 渦発生限界位置	148
5. 4. 3	同期特性と迎角	149

5. 4. 4	静的空気力係数と変動揚力係数	154
5. 4. 5	脈流流速振幅効果	159
5. 4. 6	準定常効果	161
5. 4. 7	よどみ点を通る流線上の流速分布	163
5. 5	上流側物体の Wake の作用を受ける断面の実験	165
5. 5. 1	概 説	165
5. 5. 2	上流側付加物の断面形状	166
5. 5. 3	背圧係数および坑力係数	169
5. 5. 4	側面差圧変動	174
5. 5. 5	後流流速変動	179
5. 5. 6	振動応答特性に及ぼす付加物設置効果	184
5. 6	断面周辺流れの可視化	192
5. 6. 1	実験方法	192
5. 6. 2	気流変動とアフターボディー	194
5. 6. 3	気流変動と迎角	198
5. 6. 4	安定した剥離せん断層に及ぼす気流変動効果	209
5. 6. 5	上流側物体の Wake の作用	217
5. 6. 6	気流変動と後流流速変動の3次元性	226
5. 7	結 語	231

第 6 章	結 論	241
-------	-----	-----

第1章 緒 論

1. 1 概 説

わが国は世界有数の強風災害の多発する国であり、過去多くの人的・物的被害を蒙ってきたことはよく知られているところである。毎年のように襲来する台風、季節風が主たる強風発生要因となるが、竜巻による強風災害も新聞紙上で認められる。文献1)では、風の問題が新聞紙上でどのように報道されてきたか昭和44年から昭和54年4月までに掲載されてきたかを調査した。それによれば、ビル風に関する記事が208件、台風等強風による人的あるいは物的被害に関する記事が87件、その他風一般の話や風洞実験設備等に関する記事が32件となっている。また、その後の新聞報道でも著者の記憶しているだけでもかなりの数の記事が挙げられる。特に、昭和61年12月28日に起きた国鉄(現JR西日本)山陰線余部鉄橋を通過中の回送列車が季節風による突風で脱線転落、12人の死傷者を出した事故は記憶に新しい。昭和60年10月5日には、台風20号の余波による竜巻が高知市一宮で発生し、バス会社寮の屋根が吹き飛んだり、民家の窓ガラスが割れ、走行中の乗用車やトラックが横倒しになる等の被害が出て29人が怪我をしたことが報じられた。少し変わった記事としては、「つむじ風学童襲う」という見出しで掲載されたものであるが、香川県の小学校で高跳びの着地用マットがその上で遊んでいた小学生二人を乗せたまま3m程の高さに舞い上がって約30m吹き飛び一人が頭に10日間の怪我をしたという。この記事には、解説が付けられており、木造平屋校舎から鉄筋3階建ての校舎に建て替えられてから、すぐ西側の山からの風が校舎に当たることによって校庭につむじ風を起こすようになったと説明されている。この問題は、都心に超高層ビルが建造されるようになってクローズアップされるようになったいわゆるビル風問題の1つであるが、一般的な小規模建造物においても風害の発生する可能性を示したものと言えよう。強風による看板・瓦等の飛散物が通行中の人・車に当たり死傷者を出したという記事も報道されたこともあるが、高速道路が整備拡充されつつある都市機能を考えるとき、このような飛散物は高速走行中の車に当たれば、重大事故の発生する可能性を含んだものとしてその対策を研究する必要がある。風に関わるこのような問題は、洗濯物が吹き飛ばされるといった問題も含め日常生活を営む上で身近な現象として人々に認識されているものと思われる。風工学は身近な問題を含み強風災害の歴史と表裏一体を成すものとして今後とも発展していくものと考えられる。

さて、構造工学の分野では構造物を設計する段階で風の作用の問題を検討することになる。構造物と風との問題は、風工学のなかで耐風工学として発展してきたが、この発展の歴史も強風による構造物の被害の歴史と表裏一体を成す。構造物に作用する外力として風の作用が問題となるのは、構造物のスケールが大きくなる場合であり、長大橋梁・超高層ビルのようにそのスケールが巨大化するに伴って揺れ易くなるという力学的特性から風に起因する動的問題が特に設計段階で重要な課題となる。過去わが国より産業・経済の進んでいた米国・英国等の諸外国における長大構造物の出現と共に強風による被害の歴史が始まったと言えるであろう。その代表的な1つの

例が Tacoma Narrows 橋の落橋事故であり、耐風工学の飛躍的な発展を促進する契機となった。

わが国においても、昭和40年代に入り高度経済成長期を迎えるに当たって、全国総合開発に伴う道路網の整備拡充が進められるなかで数多く架設された長大橋梁、またエネルギー需要の増大に伴う高圧送電鉄塔、公害問題がクローズアップされるなかでの高大な煙突の出現と都市集中化・地価高騰に起因した超高層ビルの出現等は、必然的に耐風工学の重要性を認識させ、その発展に寄与したところが大きい。現在では、耐風工学の分野においては世界をリードするまでになっているものと考えられる。特に、昭和63年3月13日の青函トンネル開通に続いて4月10日に開通した本州と四国を結ぶ瀬戸大橋は、明治時代より夢の架け橋と言われ待望されていたものであり、わが国の耐風工学の発展の歴史に大きく影響を与えた長大構造物の代表的なものとなるであろう。さらに、完成すれば、世界一のスパン長を有する吊橋となる明石海峡大橋の本格的建設も開始された。このような本州と四国を結ぶ連絡橋の架設は、都市集中されている産業・経済構造を地方分散化し、地方の経済活動等を活性化することを目的としたものであるが、交通手段として利用されていた船舶が過去に台風等気象災害によって海難事故（紫雲丸が濃霧のため僚船と衝突沈没、南海丸が台風のため転覆沈没）を起こし多数の犠牲者を出したことも連絡橋の架設を促進する大きな要因となったことも確かである。また、今後都心の有効利用を計る目的で各々の湾岸部の高速道路網を拡充すべく湾岸環状線が計画され、海上部および河口部に斜張橋等の中径間橋梁が数多く出現していくであろう。さらに、このようなわが国の長大橋梁架設技術は、発展途上国への技術援助として国際的にも生かされていくものと思われる。以上のような背景のなかで、わが国の風工学・耐風工学の発展は、初期には西欧からの情報に負うところが大きい。現在ではわが国で得られた新しい成果を導入し、外に向かってその成果を試す時期に入ったと言えよう。そして、またそこから新しい問題が生まれ、その課題に対処しながら耐風工学が発展していくものと思われる。

前述のようにわが国の長大・高層構造物を建設していく過程で構造物の耐風性に関する数多くの研究が行われ多くの問題点が明らかにされてきた。しかしながら未だ不明な点もあり、台風の襲来が多く強風の作用を受け易いわが国の長大構造物を設計するに当たっては、なお風洞実験による検証を伴った耐風設計を行うことが重要な意味を持つ。風洞実験法も次第に確立されつつあるが、問題点の一つとして残されているのが自然風に含まれる乱れの問題である。乱流格子等によって風洞内に発生させた乱流と模型の空力特性との間の問題においても不明な点を有するが、さらに構造物に比べて大スケールの乱れ成分を有する自然風を壁面固体境界で囲まれた風洞内にシミュレートさせるという点に限界点が存在する。今後さらに大型風洞によって実物に近い全体模型により乱れのスケール比等に対しても自然風と相似な乱流特性を有する風洞気流に対して多くの実験データが収集されるようになれば、乱れに関する問題点に対しても明らかにされるものと思われる。風洞内の乱流中で得られた模型の空力特性から乱れを含む自然風中における実構造物の空力特性を精度良く推定するためには、理論的および実験的にも研究しなければならない多くの問題を有しているのが現状である。

本研究は、構造物の耐風設計法を確立していく一つの過程で前述のような気流に含まれる乱れに関する基礎的な資料を提供することを目的としたものであり、ある仮定のもとに一樣流中で得られた空力特性から乱流中における空力特性を推定する方法を論ずると共に、モデル化した気流変動によって剥離を伴う断面の空力特性に及ぼす気流変動効果に関して実験的な考察を加えた。以下次節においては、従来の研究と本論文の概要を述べる。

1. 2 従来の研究

前節でも少し述べたが、西欧諸国では19世紀初めからかなりのスパン長を有する吊橋が架設されており、それに伴って風による落橋、もしくは重大な被害を受けた例が知られている。そのなかで、Tacoma Narrows橋は風に起因した動的な現象によって1940年に落橋したことで特に知られており、その落橋原因を究明すると共に、New Tacoma橋を建設するに当たって大規模な風洞実験的な研究²⁾が行われた。このような長大吊橋では風による動的な問題が重要であることが指摘され、当時すでに架設されていたGeorge Washington橋(1931年完成、スパン長1067m)、Golden Gate橋(1937年完成、スパン長1280m)、Bronx Whitestone橋(1939年完成、スパン長701m)等の実在長大吊橋を対象とした風洞実験が行われ、その後の長大構造物の耐風設計法に大きな影響を与えた。また、各国で建設された長大橋梁に対しても多くの研究者によって風洞実験が実施され、耐風安定性に関する研究³⁾が行われた。

わが国においては、本格的な吊橋としての最初の若戸大橋(1962年完成、スパン長367m)の建設に関連して風洞実験的研究が開始された。その後、関門橋(1973年完成、スパン長712m)、。港大橋(1974年完成、スパン長510m)、平戸大橋(1977年完成、スパン長460m)等の長大橋の架設に関連した研究が報告されており、さらに、本格的に本四連絡橋の架設工事が進むにしたがって構造物の耐風性に関する研究が数多く報告されるようになった。

過去20年間、わが国の土木学会年次学術講演会において発表された風関係の講演件数の推移を図1.1に示した。図から知られるように昭和45年本四公団設立の翌年までは主として特定の研究グループによる研究報告であり、その件数も少ないが、本四公団設立に伴って急激に発表件数の増加が認められ、その後大手民間企業にも大型風洞が建設されるようになり、研究グループの数も多くなりつつある。本四連絡橋に関しては、昭和38年1月に耐風設計小委員会が発足され、国内・外の橋梁の耐風性に関連のある数多くの研究を調査すると共に、その成果の整理を行い「耐風設計指針(1964)解説」⁴⁾が作成された。さらに委員会としての年度毎の研究報告書⁵⁾と共に、各研究機関からは依託研究成果報告書⁶⁾が提出されている。また、日本道路公団を初めとして、各地の高速道路網を整備すべく高速道路公団・公社が設立されているが、斜張橋等の長大橋の架設が行われ、個々の橋梁を対象とした架設付近の自然風の調査研究⁷⁾、および耐風性能向上を目的とした断面形状選定のための風洞実験的研究⁸⁾が行われている。このように、わが国では、過去二十数年間急速な産業・経済の発展に伴って国土開発が進められ、そのなかで長大橋梁・高層構造物等の建設が行われると共に構造物の耐風性に関する研究が進められてきた。

このような研究成果の発表の場として、昭和45年に第1回構造物の耐風性に関するシンポジウムが開催された。それまで、土木、建築、電気、気象関係の学会で風に関する研究を独自に行ってきたが、このシンポジウムでは、各々の分野を総合して構造物の耐風性を考えていこうとするもので、隔年開催されその成果をとりまとめた論文集も発行されている⁹⁾。なお、昭和51年発足した日本風工学会が、昭和57年6月1日に日本風工学会として再発足し、先のシンポジウムにおいても共催学会となり、その名称も風工学シンポジウムと変更される等、構造物の耐風性の問題だけでなく、市民生活を営む上で問題となるビル風問題、風力エネルギーの問題等わが国の風に関する問題が幅広く研究されるようになった。

従来、風に関しては、気象関係の分野で観測と解析が行われデータの蓄積が行われていたが、構造物の耐風性が問題となるに従って、構造物の耐風性の面から見た自然強風の乱流構造等のデータが必要とされ、この種の自然風を対象とした研究が前述のシンポジウムの研究成果として多数報告されている。構造物の耐風性に関連して自然風の観測が行われた例としては、関門橋の架設に伴って実施された関門海峡付近における観測、大鳴門橋・高圧送電線の架設に伴う鳴門海峡付近の観測、また本四連絡橋に関して瀬戸内海各地で実施された観測等が知られているが、さらに、各地の湾岸部の河口付近に架設される斜張橋等の長大橋の建設に伴った観測が行われ自然風の解析が進められている。特に、多良間島で実施された自然風の観測¹⁰⁾は、大規模なものであり、多大な経費と労力をかけて得られたデータは貴重なものと考えられる。今後、このような観測結果に基づき自然強風の性質が明らかにされていくものと考えられ、さらに台風等の強風のモデル化に関する研究が進むであろう。また、気流の乱れそのものに関しては、乱流理論の分野で

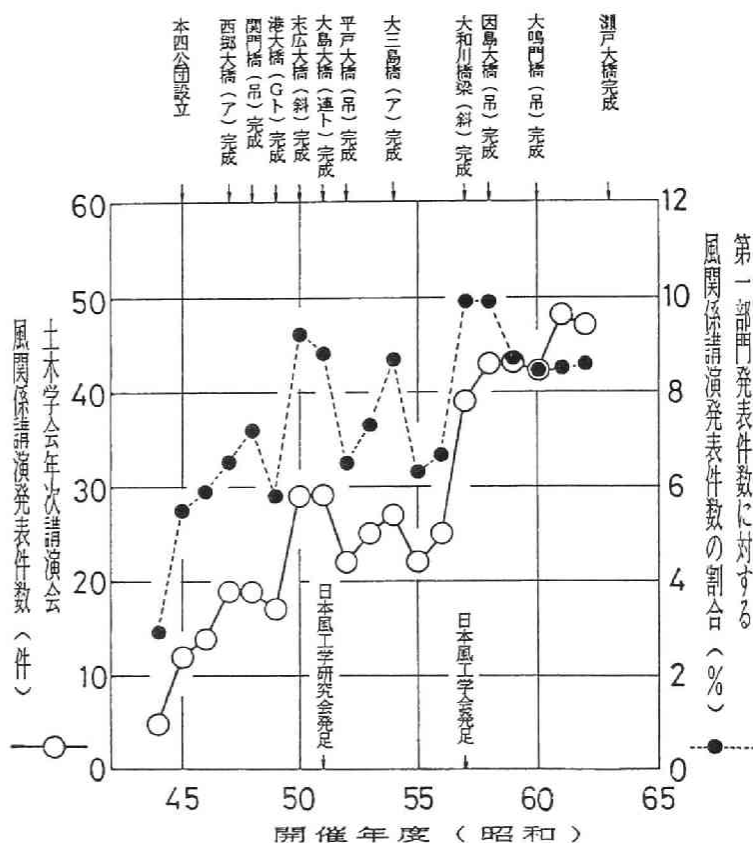


図1.1 土木学会年次学術講演会における風関係講演発表件数の推移

過去数多くの研究が行われ¹¹⁾、次第に乱流構造が明らかにされつつある。さらに実験的な研究、大型計算機の発達に伴った数値解析的な研究と共に理論的な研究成果が期待されている。構造物の耐風性に関する分野においては、このような観測結果に基づいて明らかにされた自然強風の乱流特性と乱流理論の成果を考慮した評価を加えることが重要であると考えられる。また、合理的で要易な耐風設計法を確立するためには、構造物の耐風性を対象とするという独自の観点から乱流理論における取り扱いとは異なった単純な乱れのモデル化を行う等の基礎的な研究を行うことが望まれる。本論文は、前節でも述べたが、このような構造物の耐風性の面から気流の乱れの問題を論じたものである。

1. 3 本論文の概要

図1. 2に高さの異なる煙突からの煙の様子を示した。この図は、高さが変化するとき、自然風の乱れの特性が変化するということが知られる身近な例を示したものである。また、このような煙の様子から乱れの作用が高さによって変化することも知られる。従来、煙突の煙は平均風速方向に向かって上下左右に蛇行し、また煙突から吐き出された煙

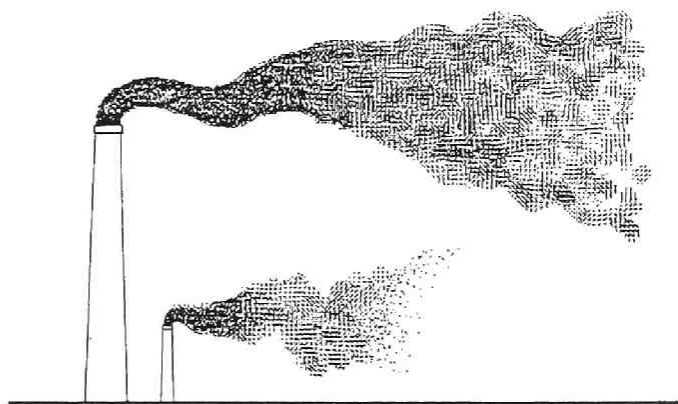


図1. 2 高さの異なる2本の煙突からの煙の様子

の色が下流に流されるに従って薄くなって最後には見えなくなるということが知られている¹²⁾。このような性質は、高い煙突では、煙の蛇行の仕方がゆっくりしており煙の色もなかなか薄くならないが、低い煙突では、煙は激しく蛇行すると共にその色も速やかに薄くなる。このことは、高さの高い所の自然風の乱れは乱れのスケールが大きく、乱れの強さが小さいことを表し、低い所では逆に乱れのスケールは小さく、乱れの強さが大きいことを示している。乱流を大きな渦から小さな渦の混合したものであると考えるとき、前述の煙の様子から乱れの作用を考えれば、大きな渦は煙を大きく蛇行させる働きとなって現れ、小さな渦は煙を拡散させる働きとなって表れているものと思われる。このような煙の例では、煙突から吐き出される煙の濃度という物理量が自然風に含まれる乱れ的作用によって変化していく様子が把握される。

本論文では、構造物の耐風性に関する乱れの問題を考えるものであり、構造断面に気流が作用するとき、剥離せん断層を形成するが、剥離せん断層は速度勾配等の物理量を有し、このような物理量が気流の乱れ的作用を受けてどの様な変化特性を示すか、またその結果として構造断面に働く空気力、あるいは断面の空力不安定振動に対して乱れ的作用がどのようになるかといった点

に関して論ずる。本論文を各章ごとに概説すれば、以下のとおりである。

第2章では、構造物に作用する気流の乱れの問題を考える際には、まず乱れそのものの特性を把握することが重要であり、そこで、局地的な地形の影響を受けた自然風の観測結果に基づき地形模型を用いた風洞実験を行い、構造物の耐風性の面から見た乱流構造に関して実験的な研究を行ったものである。先の煙の例で自然風の乱流構造が空間的な位置によって異なることを述べたが、特に構造物に作用する気流では、地表面の状態に大きく影響されることから、地形の影響を強く受けた局地風に関して、現地観測と風洞実験との対応関係を比較し風洞実験によって現地自然風の特性を推定する際の問題点について論じた。なお、ここでは、主としてケーススタディーとして徳島県鳴門市の小鳴門橋上における自然風の観測結果に基づき、小鳴門海峡周辺の地形模型を使用した風洞実験を行い、局地風としての風速特性に関して考察を行った。

第3章では、先の煙の例で自然風の乱れに含まれる大きな渦が煙を大きく蛇行させる働きを有することを述べたが、構造断面に作用する気流を考えるとこの蛇行は迎角のゆっくりした変動と見なすことができ、この変動を準定常的気流変動効果として仮定し、高層構造物のギャロッピング振動に関して、高度方向に乱流構造の変化する乱れを考慮した評価を行う方法を論じた。まず、静的空気力に及ぼす乱れの準定常的效果を考察し、さらに高さ方向に変動特性が変化する気流の作用を受ける高層構造物に発生するギャロッピング振動を解析した。気流変動の準定常効果は、断面後流に発生する Karman 渦の発生周波数より十分低い周波数成分の乱れの寄与を対象としたものである。

第4章は、橋梁断面の空力不安定振動に及ぼす乱れの影響を推定することを目的として、たわみおよびねじり1自由度振動系を対象として一様流中で実験的に得られた空力特性を変動流中において適用できるものとし、さらに strip theory が成り立つもの等の仮定に基づき、第3章の方法を応用することにより乱れの影響を定性的に把握する方法を論じた。また、振動モードを考慮して、3次元弾性構造物の空力不安定振動に及ぼす乱れの影響を推定する方法を示し若干の考察を加えた。

第5章では、先の煙の例で乱れに含まれる小さな渦の作用として煙の色を次第に薄くするといいういわゆる拡散効果を述べたが、気流変動によって剥離せん断層が影響を受けることにより、剥離点一定型の鈍い断面の空力特性がどのような変化特性を示すかといった点について論ずる。第3章で対象とした気流変動効果は、剥離せん断層の速度勾配等に与える影響の小さい準定常的な効果を論じたが、本章では剥離せん断層に影響を与える程度の気流変動の影響を論ずるものであり、格子乱流、主流方向周期的変動気流、および上流側微小断面の wake としての変動気流の作用を受ける断面の静的空気力、背圧係数および後流流速特性等の計測を行い、一様流中における結果と比較し乱流効果に関する考察を加えた。また、前述のような各々の変動気流中における結果より、剥離を伴う断面の空力不安定振動の制振対策等に関する若干の検討を行った。

最後に、第6章は、各章における研究結果を要約すると共に得られた結果、および今後の課題を述べ結論とした。

参 考 文 献

- 1) 建築業協会・周辺気流研究委員会：ビル風ハンドブック，1979.
- 2) Farquharson, F. B. et al. : Aerodynamic stability of suspension bridges with special reference to the Tacoma Narrows Bridge, Bull. of Univ. Washington Eng. Exp. Station, No.116, Part I～Part V, 1949～1954.
- 3) 例えば, Scruton, C. et al :A summarized account of the Severn Bridge aerodynamic investigation, NPL/Aero/222, 1952.
- 4) 土木学会・本州四国連絡橋技術調査委員会：本州四国連絡橋技術調査第1次報告書，付属資料耐風設計指針（1964）解説，1965.
- 5) 例えば, 土木学会・本州四国連絡橋耐風研究小委員会：昭和49年度本州四国連絡橋公団委託本州四国連絡橋の鋼上部構造・耐風・耐震に関する調査研究，本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究，1975.
- 6) 例えば, 京都大学工学部土木工学教室橋梁研究室：昭和47年度研究成果報告書，長大つり橋に関する動的耐風設計法の研究，1973.
- 7) 例えば, 阪神高速道路公団・防災研究協会：自然強風の耐風工学的特性の調査研究，1975
- 8) 例えば, 阪神高速道路公団・防災研究協会：斜張橋断面のパフェッティング振動に関する研究調査，大阪港周辺における自然強風の耐風工学特性に関する研究調査，1976.
- 9) 電気学会・土木学会・日本気象学会・日本建築学会・日本鋼構造協会：構造物の耐風性に関する第1回～第3回シンポジウム論文集，1970，1972，1974.
日本学術会議構造研究連絡委員会耐風構造分科会・電気学会・土木学会・日本気象学会・日本建築学会・日本鋼構造協会：構造物の耐風性に関する第4回シンポジウム論文集，1976.
日本学術会議構造研究連絡委員会耐風構造分科会・電気学会・土木学会・日本気象学会・日本建築学会・日本鋼構造協会・日本風工学研究会：第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集，1978.
日本学術会議構造研究連絡委員会耐風構造分科会・電気学会・土木学会・日本気象学会・日本建築学会・日本鋼構造協会・日本風工学研究会：第6回風工学シンポジウム論文集（構造物の耐風性に関するシンポジウム），1980.
日本学術会議構造研究連絡委員会耐風構造分科会・土木学会・日本気象学会・日本建築学会・日本鋼構造協会・日本風工学研究会・電気学会：第7回風工学シンポジウム論文集（構造物の耐風性に関するシンポジウム），1982.
日本学術会議構造研究連絡委員会耐風構造分科会・電気学会・土木学会・日本気象学会・日本建築学会・日本鋼構造協会・日本風工学研究会：第8回風工学シンポジウム論文集（構造物の耐風性に関するシンポジウム），1984.
日本学術会議構造研究連絡委員会耐風構造分科会・電気学会・土木学会・日本気象学会・

日本建築学会・日本鋼構造協会・日本風工学会：第9回風工学シンポジウム論文集，1986

10) 台風研究委員会：多良間島における台風観測研究総合報告書，1980.

11) 谷一郎編：流体力学の進歩 乱流，丸善株式会社，1980.

12) 佐藤浩：乱流，共立出版，1982.

第2章 構造物の耐風性の面からみた乱流構造に関する実験的研究^{1) - 3)}

2.1 概説

自然風は、空気の複雑な運動の状態を示しており、一般に乱流状態にある。乱流は、その発生機構から、壁面との摩擦力による壁面乱流と、速度の相違する流れの層の間で発生する自由乱流とに分類されるが、地表面に構築された構造物に作用する気流は、ここで言う壁面乱流に相当するものと考えられる。このような乱流現象は、19世紀末 Reynolds によって理論的および実験的に大きな足跡が残され、その後、流体力学的、気象学的、航空力学的見地から研究が行われており、最近では、超高層建築物、長径間橋梁等の耐風性の面から自然風の乱流現象の研究が活発に行われている。特に、長大構造物の建設に先立って実施された自然強風の調査研究成果と共に、構造物の完成後、構造物に付設された観測計器類による観測システムからの情報は、電子計算機の性能の向上、エレクトロニクス装置の飛躍的な進歩等から判断して、今後の自然風の研究が一段と向上することを予想するものであろう。

乱流現象を把握する上において、使用する計測器、解析方法に大きく影響されることは言うまでもない。例えば、微視的には、水路内の流速変動を水車型の流速計と非接触型のレーザー流速計によって測定した結果では、両者の結果が大きく異なることが予想される。巨視的な例としては、静止人工衛星から雲の動きを追跡する観測システムと風速計によって空気の運動を観測するシステム等が考えられるが、そこから得られる情報量は両者で異なり、その情報は利用の仕方によって有効な場合とそうでない場合が考えられよう。風速変動は、一見してランダムに変動していることが知られるが、また、ある種（例えば、統計的）の規則性（構造）の存在することも知られている。例えば、高さの高いほど風が強いということ、あるいは、一日間では、朝、夕が風が弱いとか、一年間では夏あるいは冬に風が強いということも一種の規則性と考えられる。このように、対象とする現象の観測期間によっても乱流構造の表し方に差が生ずることは経験的にも知られるところである。ところで、構造物に作用する風の問題を考える場合、設計上考慮すべき風速をどの程度に見積るかといった問題に対しては、50年あるいは100年の間で発生する最大の風速を推定して利用する方法等が考えられ、この場合には長期間の乱流現象を対象とすることになる。また、弾性構造物の風による振動現象を対象とする際には、構造物の固有周期に関連した時間オーダーの範囲、および構造物のスケール程度の空間内における乱流現象が重要となる。

本章においては、可撓性に富む長大構造物の空力現象に関連すると思われる乱流構造について述べるものであるが、構造物に作用する気流は地表面の状態に大きく影響される。そこで、地形の影響を強く受けた局地風に関して風洞実験を行い、現地観測結果と比較検討し考察を行う。まず、2.2において、風洞実験と現地観測との問題点などを簡単に述べ、対象とした小鳴門海峡周辺地形の概況、および現地観測と風洞実験の方法について述べた。2.3では、変動風速の各種統計量に関する風洞実験結果と現地観測結果との比較を行い、さらに他の地点で観測された観

測結果を参照することにより若干の考察を加えた。さらに、2.4においては、乱流中における構造断面の空力挙動を実験的に調べる際に利用される格子乱流に関して、乱れの強さ、乱れのスケールについて測定し、充腹構造断面の風荷重に及ぼす乱流効果を調べる際に実施した風洞実験の基礎的資料とする。2.5では、数値計算上問題となるデータサンプリング時間および平均時間について、風の有する変動特性を考慮した考察を加えた。最後に、2.6では、以上の結果をまとめて結論とした。

2.2 小鳴門海峡周辺地形模型による風洞実験概要

2.2.1 風洞実験と現地観測

一般に海面上、および大草原のような広範囲の領域に障害物の存在しない地表上の風速特性に関しては、比較的観測結果も多く、ある程度の法則性の成立することが知られている。しかしながら、構造物に影響を与える地表面付近の風は、周辺地形の影響を受け局地風としての性質を有し、地形状態が多様であることから、この風速特性を一般的な法則性を与える形式で表現することは困難な場合が多い。したがって、構造物の耐風設計を行う際に、架設地点の風速特性を把握する必要のある場合は、最も信頼できる方法として現地観測が行われ、観測データの不足分を風洞実験あるいは数値実験で補足される。

地形の影響を受ける風は、風向および大気の安定度等の要因により、ある観測地点の風の性質は一定したものでなく、観測条件によって大きく異なることが予想される。したがって、現地観測を行うことにより風速特性を調べる場合は、長期間の観測を継続して行う必要があり、多大の労力および経費を必要とする。また、計画した観測期間において、必要とする強風記録を入手できる気象条件に遭遇する保証が与えられるものでもなく、この点においてもこの研究手法の複雑さを示している。一方、風洞実験は、風向および風速の設定を自由に行うことができ、再現性のあるデータを得ることができる。ただし、風洞実験における難点は、相似則が一般的な形で確立していない点であろう。また、大気の安定度、風速の鉛直方向の分布特性、および乱流構造などを全て自然風と相似になるような風向気流を発生させる技術的問題が挙げられる。以上の点を考慮すれば、現地観測と風洞実験とは相互に比較検討しながら行うべきであり、また風洞実験の問題点を検討し、その信頼性を高めることが望まれる。

2.2.2 地形模型実験の相似性

風洞実験を行うに当たって考慮すべき重要な点として、風洞気流と自然風との相似性が挙げられる。前節でも述べたとおり、大スケールの大気境界層内の気流と風洞内の気流とを相似させることは、極めて困難な問題を含んでいる。例えば、物体壁面付近における流れの状態の相似条件として Reynolds 数一致の条件が求められているが、幾何学的縮尺率の極めて異なる模型実験においては、Reynoldsの相似則を満足させることは困難となる。しかしながら、角ばった物体、起伏の大きい地形模型では、本質的に Reynolds数の影響は小さく、特に乱流境界層では Reynolds

数は本質的な差異を与えないと言われている。したがって、本研究では起伏の大きい局地的な地形模型実験を行うことから Reynolds 数の一致はさせていない。乱流現象に関しては、井上⁴⁾は自転運動と波動運動とを同時に有する乱子を導入することにより、乱流拡散現象の相似法則を風洞模型実験の相似則に代用することを考え、(i) 乱子の強さの一致、(ii) 乱子 Reynolds 数の一致を相似の条件とした。また、根本⁵⁾は、重力の影響を考慮しなくてよい場合には、井上の乱子 Reynolds 数に対応する渦動 Reynolds 数と乱れの強さとが自然風と風洞気流との各対応する場所において一致することを相似の条件とした。さらに根本は模型実験の風速 U_M と自然風の風速 U_N との関係が

$$U_M/U_N = (L_M/L_N)^{1/3} \dots\dots\dots (2.1)$$

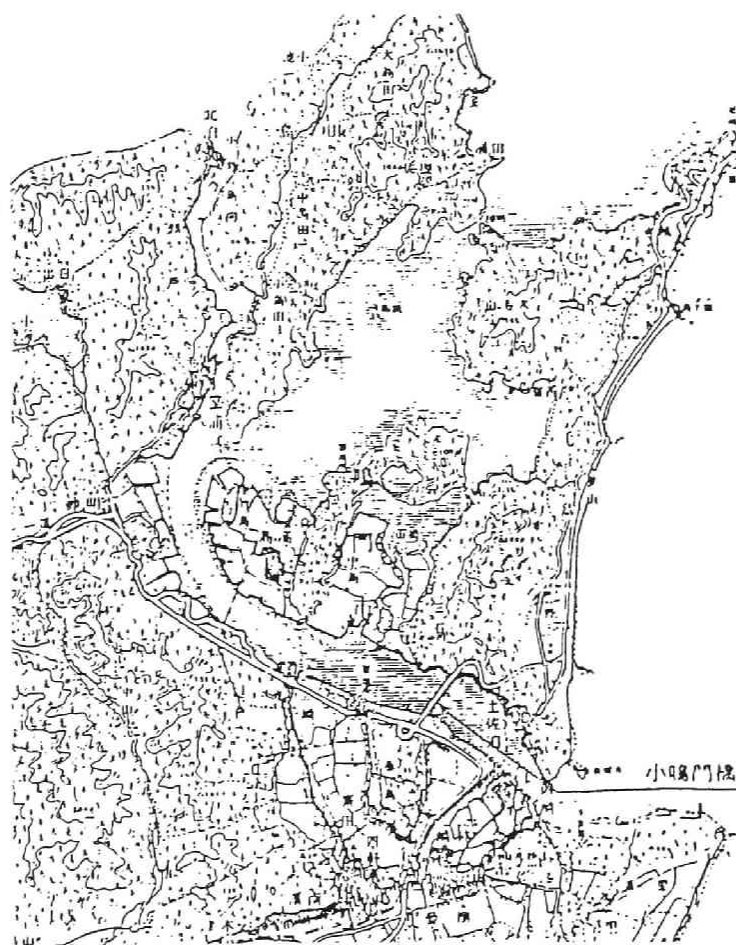


図2.1 小鳴門海峡周辺地形図
(地形模型作成範囲)

を満たすとき、自然風と模型風は平均流のパターンのみならず、乱れの構造の近似的な相似性が保たれることを示した。ここに、 L_N 、 L_M はそれぞれ自然風、および風洞気流の流れを特徴づける代表長さである。

本研究では、模型に作用する風洞気流が海面上の大気境界層と風速の鉛直分布、境界層の厚さ、および乱れの強さについて相似となるように考慮して実験を行い、実験時の風速は現地観測結果の風速から、根本の風速に関する $1/3$ 乗則に従って決定した。使用した地形模型、および境界層発生方法等については次節で述べ、2.3.1において乱流に関する相似性の確認を行う。

2.2.3 地形模型、実験装置および実験方法

使用した風洞は、京都大学工学部土木工学教室に設置されたエッフェル型吸い込み式風洞（測定断面：高さ 1.5m、幅 2.5m、長さ 8.5m）である。地形模型は徳島県鳴門市の一部であり、鳴門市街、大毛島、島田島、および国道11号線付近の海拔 150 ～ 200m 程度の山地より構成されている。縮尺は、水平方向 $1/3000$ 、鉛直方向 $1/1000$ 、であり、対辺距離 2.45m の正八角形である。風洞内における模型の設定可能風向は、風洞幅と模型の大きさより E, W, S, N, NE, NW, SE, SW の 8 風向であるが、主として風向 NW, W および E に対して実験を行った。実験を行った風向は、現地において観測された風向に対応するものであり、これらの風向の風は播磨灘および紀伊水道方面から吹送され、図 2.1 に示す模型作成範囲の地形の影響を受ける。図 2.2 に小鳴門橋上の風速観測点 A, A', T, B, C, D, D' を示す。観測点 T は鍋島に設けられた主塔位置であり、それぞれの観測地点は橋軸方向 40m 間隔となっており、橋軸方向は NE である。橋梁の北岸は最高地

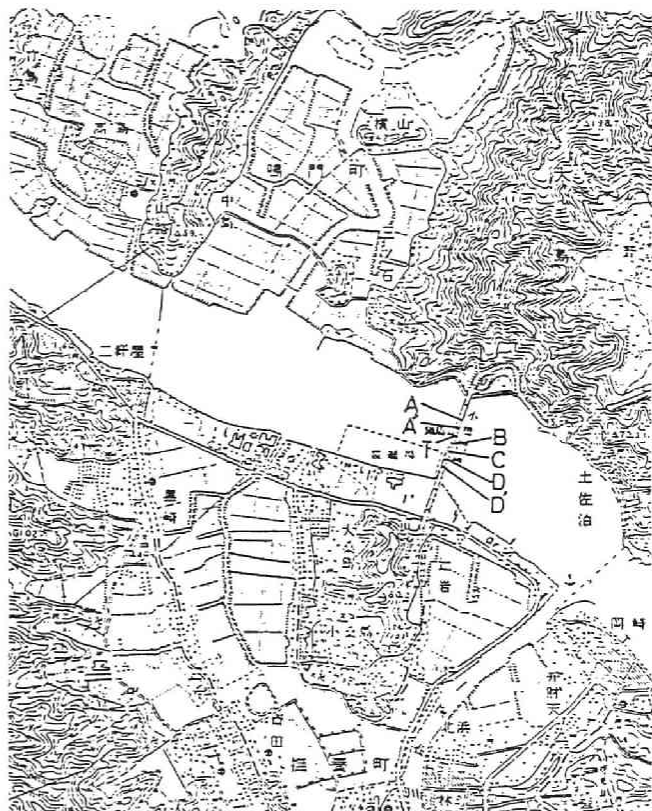


図2.2 観測点

点 198.7mの大毛島の急激な斜面が迫り、土佐泊りから北泊りまでの細長い水路の両側は起伏の多い地形となっていることから、小鳴門橋上で観測される風は地形の影響を強く受けることが予想され、光田、森が実施した鳴門海峡付近の地形模型実験の結果よりさらに局地風としての性質の強いものとなろう。

さて、模型に作用する風洞気流が海面上の大気境界層と風速の鉛直分布、境界層の厚さ、および乱れの強さについて相似となるようにしなければならない。風洞内に乱流境界層を発生する方法は種々考えられるが、ここでは Lloydの方法に従い、平板上に発達する境界層を利用して作成した乱流境界層発生装置を使用した。詳細は参考文献7)に示されるが、この装置はあらかじめ発生する境界層の速度分布を発生するように高さと共に流れ方向の幅が変化する平板を流れと直角方向の面に適当な間隔で配置するものであり、流れ方向の幅 X は、風速の鉛直分布のべき指数を $1/7$ としたとき、

$$x = (4d/0.366)^{5/4} \cdot (U_0/\nu)^{1/4} \cdot \{1 - (z/\delta)^{1/7}\}^{5/4} \quad \dots \quad (2.2)$$

として求められる。ここに d は平板間隔、 U_0 は風速、 ν は流体の動粘性係数、 z は風洞床からの高さ、および δ は境界層厚である。上式より知られるように x は風速により変化するが、本実験では $\delta = 40\text{cm}$ 、 $d = 2\text{cm}$ としてアルミ平板を121枚配列した図2.3に示す形式を採用した。なお、乱流境界層発生装置は模型中心より風洞上流側 3.5mの位置に設置した。

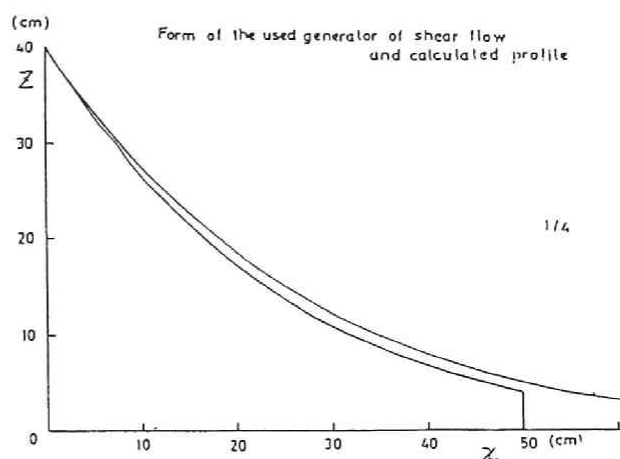


図2.3 乱流境界層発生装置の形状

写真2.1(a), (b) は風洞内に設置した地形模型、および熱線風速計による風速測定状態をそれぞれ上流側および下流側より撮影したものである。平均風速の測定はピトー管とベッツ型マノメータ（理化精機工業 k.k. 製）、および熱線風速計（日本科学工業 k.k. 製）を使用して測定し、変動風速は x 型熱線プローブを組み合わせた熱線風速計を使用して測定した。熱線プローブの位置設定は空間座標がデジタル表示される3次元トラバース装置により行った。また、熱線風速計から出力される変動風速はデータレコーダー（TEACK k.k. model R351FH）に記録しておき、京都大学大型計算機センターの計算機によって解析を行った。風向は、発泡スチロール製の薄板と小針とで作成した小旗により可視化したものを写真に撮って測定した。

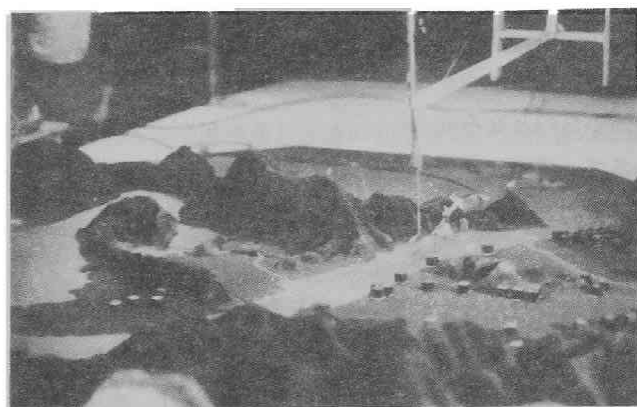
2. 2. 4 現地観測概要⁸⁾

現地における観測は小鳴門橋上において行った。小鳴門橋は、徳島県鳴門市にあって、大毛島と大桑島間を鍋島を中継して架設されたものであり、橋軸方向は北北東となっている。架設地点の周辺の地形は前節の図2. 1, 図2. 2に示されているが、橋軸方向の北方約 1.3 km の位置に、大毛島の最高点 (198.7 m) があり、また、架設地点北方約 500 m の地点には、海拔 174 m の第2のピークがあってかなり急勾配で架設地点の海拔 20 m の地点まで落ち込んでいることが知られる。北寄りの風は、この地形の特性の影響を受けて、かなり乱れるものと予想される。一方、橋軸直角方向には、約 5 km (西側 3 km, 東側 2 km) にわたって狭い水路が伸びており、西方約 1.5 km の地点には水路と直交する方向 (北北西) に海拔 60 m 程度の中島の細長い尾根が伸びて

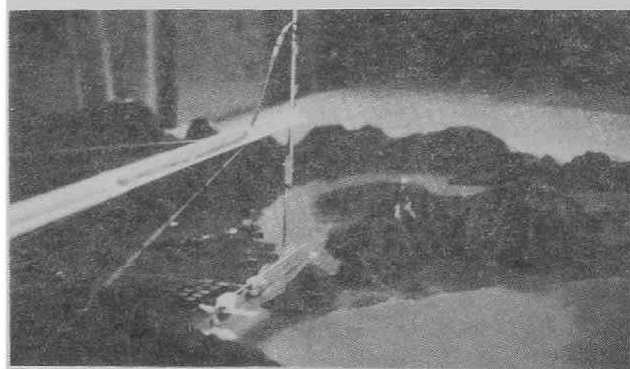
いる。また、この地点も含めて西側水路の南岸は丘陵地帯であるため、西からの風はこれらの地形の影響を受けたものとなろう。

図2. 4は、小鳴門橋の一般図である。図2. 2に示した観測点Aは北側スパン 1/2点、A'は南寄り 1/4点、Tは中央タワー位置であり、T点での観測は塔頂 (T. T) で行った。図2. 4に示すように、南岸の取り付け道路の延長が十分にとれないことと、船舶の航行のためのクリアランスの関係から、南北両側の取り付け高さが異なり、橋床は縦断勾配を有している。特に、南側2スパンについては、中央径間で 8/160, 4.22/70.6 という急勾配となっており、観測される橋軸方向の風速分布特性には各観測点間の高度差の影響が表れるであろう。

さて、塔頂部における風の観測方法であるが、頂部ストラット上 3 m まで達するポールの上に風向風速計 (クリーンペーン、光進電気工業 k. k 製、MV110) を設置することにより、水平面内の風速を測定した。また、橋床レベルの風速は、主桁部分から橋軸直角方向に 3 m の長さに張り



(a) 上流側からみた写真



(b) 下流側からみた写真

写真2. 1 風洞内実験風景

图 2.4 小鳥門橋一般図

2. 3 風洞実験結果および現地観測結果との比較と考察

2. 3. 1 乱流境界層の風速特性および相似性の確認

風洞内の乱流境界層は、多くの分野において盛んに研究され、理論的にも実験的にも多くの成果が報告されており、また、電子計算機および計測器類の向上に伴い、乱流構造に関する新しい認識が成されるようになりつつある。ここでは、乱流理論に関する詳細を論ずるものではなく、大気境界層を対象とした風洞実験を実施する際に採用した相似則に関して、従来知られている結果と本研究で得られた実験結果とより相似性の確認を行う。まず、平均風速の鉛直分布は、乱流境界層の理論によれば、高さ数十mの範囲内では摩擦応力 τ が一定であるということにより次式で表される。

表2. 1 地表面の状態に応じた粗度長の値⁹⁾

地表面の状態	粗度長(z_0), メートル
砂 浜	0.0001 ~ 0.001
海 面	0.000003 (なぎ) ~ 0.004 (強風)
雪 原	0.001 ~ 0.006
干 草 地	0.001 ~ 0.01
牧 草 地	0.01 ~ 0.04
休 閑 地	0.02 ~ 0.03
背 の 高 い 草 地	0.04 ~ 0.10
や し 林	0.10 ~ 0.30
松林(高さ約 50 ft)	0.90 ~ 1.00
郊外住宅地周辺	0.20 ~ 0.40
郊外住宅地中心	0.35 ~ 0.45
都 心	0.60 ~ 0.80

$$U(z) = (u^* / \kappa) \cdot \ln \{ (z - z_d) / z_0 \} \dots \dots \dots (2. 3)$$

ただし、 z : 高度、 κ : Karman定数(=0.4)、 u^* : 摩擦速度(= $(\tau / \rho)^{1/2}$ 、 τ : 摩擦応力、 ρ : 空気密度)、 z_0 : 粗度長、 z_d : 零面変位であり、地表の状況に応じた換算高度である。例えば、都心においては、 $z_d = 0.75 H < 20m$ (H は市街地のビル群の平均高度)あるいは、 $z_d = 0$ とする。 z_0 : 粗度長であり、各種地表面の状態に応じて表2. 1のように与えられる。なお、摩擦速度 u^* は、高度 $z = z_r$ における平均速度 $U(z_r)$ を測定することにより

$$u^* = \frac{U(z_r)}{2.5 \ln \left(\frac{z_r - z_d}{z_0} \right)} \dots \dots \dots (2. 4)$$

によって求められる。

一方、境界層全体にわたる分布は、経験的に求められたべき分布が用いられ、次式で表される。

$$U(z) = U_r \cdot (z/z_r)^\alpha \quad \dots \dots \dots (2.5)$$

ただし、 z ：高度、 U_r ： $z = z_r$ における平均速度、 α ：べき指数、なお、べき指数 α は、表面坑力係数 K_r 、および境界層厚に対応する Gradient height z_g と共に図2. 5に示す。

ここでは、大気境界層と風洞における気流の相似条件の1つとして、平均風速の鉛直分布を一致させた。2. 2. 3で述べた乱流境界層発生装置は、海面上の風をシミュレートするための装置であり、境界層厚さを40cm、平均風速の分布はべき分布を仮定し、その指数を $1/7$ と想定したものである。図2. 6は、乱流境界層発生装置より

下流側 120cm、および 220cmの位置における平均風速鉛直分布の測定結果であるが、実験結果は、指数 $1/7.5$ のべき分布を示している。海面上においては図2. 5にも示されているが、 $\alpha = 1/7 \sim 1/10$ 程度であることが知られており、本実験で発生させた乱流境界層の平均風速の鉛直分布はほぼ自然風と相似になっているものと思われる。また、境界層の厚さは30~40cmであることが知られるが、鉛直方向の模型の縮尺を考慮すれば、300~400mに相当し、この点においても実験前に期待した程度の結果が得られた。

次に、乱れの強さの鉛直分布を図2. 7および図2. 8に示す。図2. 7は、乱流境界層発生装置より下流側 120cmおよび 220cmの位置に

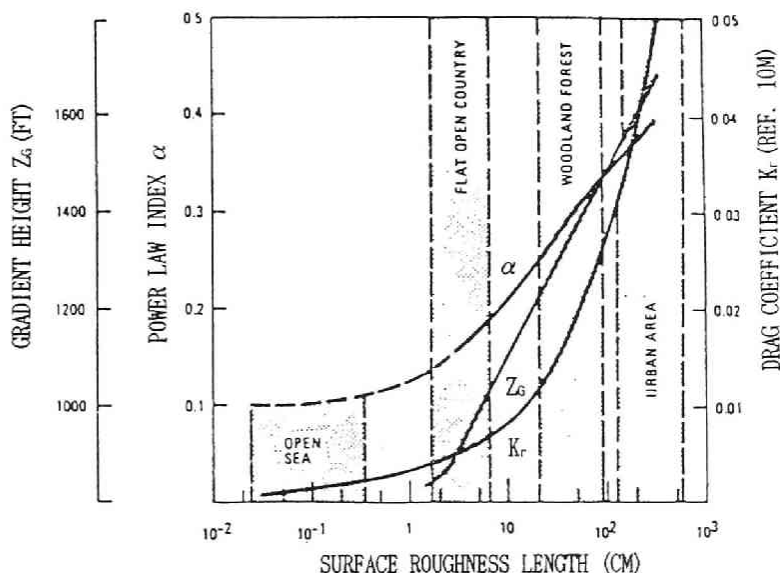


図2. 5 $\alpha - K_r - z_g^{10}$

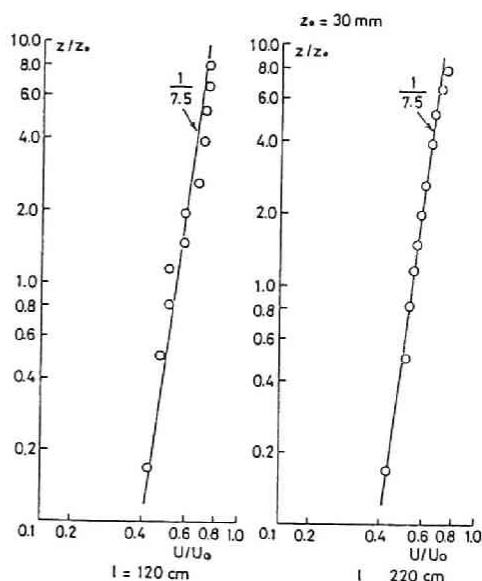
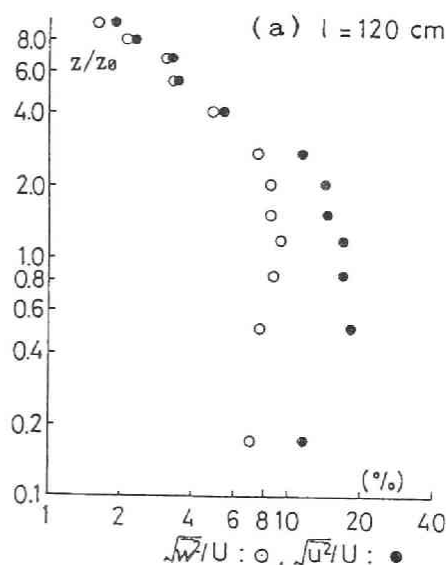


図2. 6 平均風速の鉛直分布
(l = 乱流境界層発生装置からの距離)

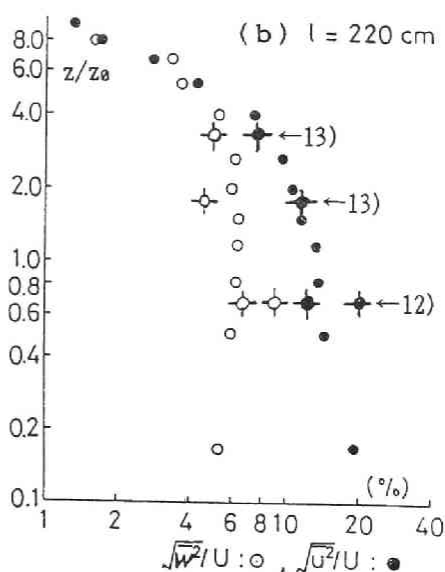
おけるものであり、図2. 8は地形模型上タワー位置におけるものである。塩谷¹¹⁾によれば、主流方向の乱れの強さ $I_u (= (\overline{u^2})^{1/2}/U)$ は、平均風速の鉛直分布のべき指数を α としたとき

$$I_u \propto z^{-\alpha} \dots \dots \dots (2. 6)$$

として、台風時の垂水における観測結果より式(2. 6)の満足することを確認している。また鉛直方向の乱れの強さも近似的に式(2. 6)と同様に表されるとした。図2. 7で示される実験結果は、平均風速の鉛直分布を表すべき指数が $1/7.5$ であったことより判断すれば、主流方向成分、鉛直方向成分とも式(2. 6)とは若干異なり、両成分の中間的な値が z の α 乗に比例しているようである。なお、図2. 7には、大阪湾で観測された3種類のデータをプロットした。各観測値は、それぞれ大和川河口において昭和54年9月30日から10月1日にかけて大阪市に上陸した台風16号のデータ¹²⁾、および昭和49年9月～12月に観測されたハーバーレーダ塔におけるデータ¹³⁾、昭和49年3月港大橋上弦材上で観測されたデータ¹³⁾である。高度に関する縮尺は、境界層厚さより $1/1000$ としたが、実験値の高度 20mm における風速 1.6m/sec は、根本の相似条件より実風速を推定すれば、 16m/sec となる。観測時の高度 20m における風速は $10\sim 25\text{m/sec}$ であったことより、実験時の風速は自然風と相似したものと考えられる。各観測点は、大阪湾に面した地点であるが、同じ位置ではなく、また観測日時も異なり風向の問題等を有し、一般的な判断を下すことは困難としても、観測値より海風に関する乱れの強さの鉛直分布の推定はできよう。図2. 7の実験結果と観測結果とより、本実験で使用した乱流境界層は、海岸地方の自然風の性質を有したものと考えられる。ただし、本実験においては、風洞主流の乱れに関する考慮を加えておらず、この領域の乱れの強さは 1% 弱となっている。渡部・中瀬・福富¹⁴⁾ は、風洞内の主流の乱れは等方性乱流場であるとして、大



乱流境界層発生装置から 120 cm の位置



乱流境界層発生装置から 220 cm の位置

図2. 7 乱れの強さ鉛直分布

気の乱れの強さ 3~5% に一致させるため風洞壁面に与えた粗度と乱流格子とを組み合わせで発生させた乱流境界層を利用しているが、さらに高層の分布形を考える場合には、このような方法を採用すべきであろう。地形模型上タワー位置における平均風速の分布のべき指数は $1/6$ であったが、図 2. 8 に示す乱れの強さの鉛直分布は、 $z/z_0=0.4\sim 4.0$ ($z_0=30\text{mm}$) の範囲では、周辺地形の影響、あるいは観測値のばらつきが認められるもののほぼ式 (2. 6) を満足している。

最後に、2. 2. 2 で述べた乱子 Reynolds 数、あるいは渦動 Reynolds 数について、自然風と風洞気流との比較を行う。大気境界層の乱流拡散係数 K として $10^4\sim 10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、代表長さ L_n として大毛島の最高点約 200m をとり、風速は $20\text{m}/\text{sec}$ とし、一方、地形模型実験においては、 $K = 5\text{cm}^2/\text{sec}^{1/4}$ 、代表長さは鉛直方向の縮尺を考慮して $L_n = 20\text{cm}$ 、風速を $2\text{m}/\text{sec}$ とすれば、渦動 Reynolds 数は、それぞれ、

$$\begin{aligned} \text{大気境界層} &: \frac{2 \times 10^4 \times 2 \times 10^3}{10^5} \sim \frac{2 \times 10^4 \times 2 \times 10^3}{10^4} = 4 \times 10^2 \sim 4 \times 10^3 \\ \text{風洞実験} &: \frac{2 \times 10 \times 2 \times 10^2}{5} = 8 \times 10^2 \end{aligned}$$

となりほぼ両者は一致している。なお、根本の $1/3$ 乗則に従えば、実験時の風速 $2\text{m}/\text{sec}$ は、水平方向の模型の縮尺比に対しては実風速で $28.8\text{m}/\text{sec}$ となり、鉛直方向の縮尺比に対しては $20\text{m}/\text{sec}$ となる。縮尺比が鉛直と水平とで異なり、この点において問題を含んだものと考えられるが、塔頂における台風時の平均風速値は、約 $30\text{m}/\text{sec}$ 、季節風で約 $15\text{m}/\text{sec}$ であったことより判断すれば、実験時の風速範囲は自然風の観測時と同程度の風速領域であると考えられる。

2. 3. 2 風向の可視化

風速測定に先立って、発泡スチロール製の薄板と小針とで作製した小旗により気流の可視化を行い、風向を調べた。写真 2. 2 ~ 写真 2. 4 に撮影結果を示す。

各写真には、シャッター速度に応じた露出時間によって小旗の動きに起因するぶれが認められる。したがって、写真から観察される小旗のぶれの大きさによってその地点における気流変動の強さを推定することが可能となるものである。なお、8mm カメラによる連続

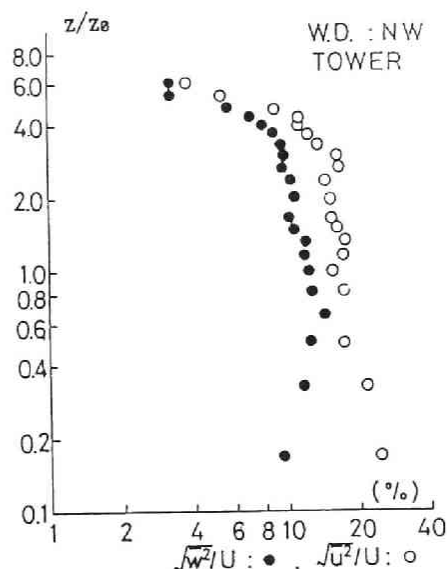


図 2. 8 乱れの強さ鉛直分布
Tower 位置、風向NW

撮影によっても小旗の動きが観察された。

写真2. 2は、設定風向E（主流風向であり写真長辺の方向）であり、写真左上角の岬から風向Eで吹き込んだ気流が北岸の大毛島の影響を強く受け、小鳴門橋の位置においては風向がSEに変化し、さらに水路に沿う流れは、大毛島を迂回して風向Sに変化し鳴門町に向かって流れ込んでいる。前述のとおり、旗のぶれから気流の乱れが推定されるが、岬を迂回した流れは土佐泊付近において激しく変動していることが示されている。一部北岸に沿う流れは、山の斜面を吹き上がっていることが認められるが、特に土佐泊付近では、山の斜面を吹き上がる逆流と尾根を越える流れによって形成された渦が岬を迂回する流れと干渉することによって激しく複雑に変動しているものと考えられる。また、小鳴門橋南岸に位置する大桑島、小桑島の下流側においても逆流の存在が認められ大きく乱れた流れとなっている。写真2. 3は設定風向NWであるが、気流は大毛島の西側を迂回して流れ、鳴門町付近においては風向Nに変化し、小鳴門橋上ではNNWでほぼ水路に沿う流れとなっている。大毛島西側斜面において斜面を吹き上がる流れが認められるが、旗の動きから大きな風向変化の存在する領域が



写真2. 2 風向可視化（設定風向E）

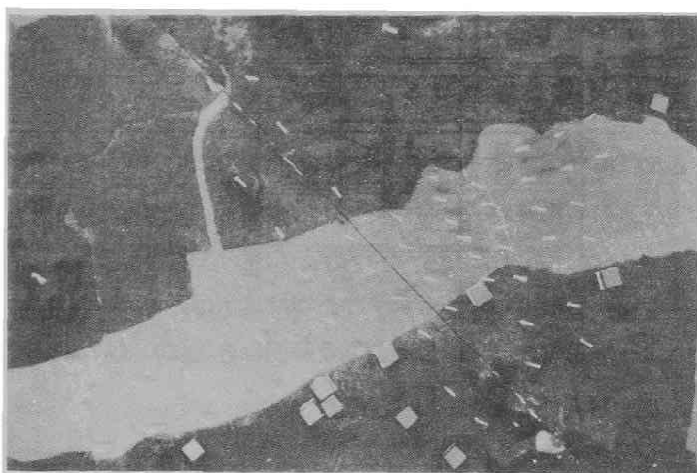


写真2. 3 風向可視化（設定風向W）

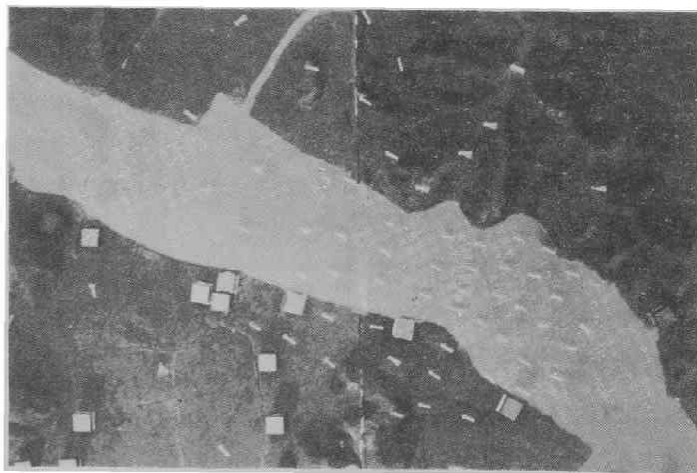


写真2. 4 風向可視化（設定風向NW）

認められ、物体上流側に発生する standing vortex 的な変動が予想される。写真 2. 4 は設定風向 W であるが、小鳴門橋では WNW の風向でほぼ水路に沿った流れとなっている。小鳴門橋より上流側の鳴門町から水路にかけては、大毛島と中島に挟まれた水路に入り風向が N となっているが、小鳴門橋付近は、大毛島の影響を受け、風向 N の流れの一部を巻き込む形で風向の変化が示されている。

以上、E、W、NW の 3 種類の主流方向に対して、地形の影響を受けた気流の風向を可視化して調べた。使用した地形模型の縮尺が水平方向と比較して鉛直方向を拡大したのとなっているため、いくぶん気流変化特性を拡大した形で表される可能性を有するものと思われるが、いずれの風向においても、小鳴門橋上での風向はほぼ水路に沿った方向となっており、標高 198.7m を有する大毛島の影響を強く受けているようである。

2. 3. 3 平均風速および乱れの強さの分布

図 2. 9 は、主塔位置を座標軸の基準点、主流方向に x 軸、主流と直交する方向に y 軸をとり、主流風速 U_0 で無次元化した風速 U の高度 30mm における平面分布を表し、図 2. 10 および図 2. 11 は、主塔位置における無次元風速の鉛直分布を表す。なお、この風速分布を測定する際の主流風速 U_0 を 2.42m としたが、根本による風速に関する相似則として知られている $1/3$ 乗則に従えば、24~35m/sec 程度の風速に対応している。一方、塔頂における台風時の平均風速値は約 30m/sec、季節風で約 15m/sec であった。風洞実験における塔頂に相当する位置の風速は約 1.7m/sec でこれを $1/3$ 乗則で実風に換算すれば、17~25m/sec となる。これらのことより判断すれば、実験時の風速は自然風の観測時と同程度の風速領域であると考えられる。図 2. 9 および図 2. 10 で示す結果は、設定風向（主流風向）が NW に対するものである。風

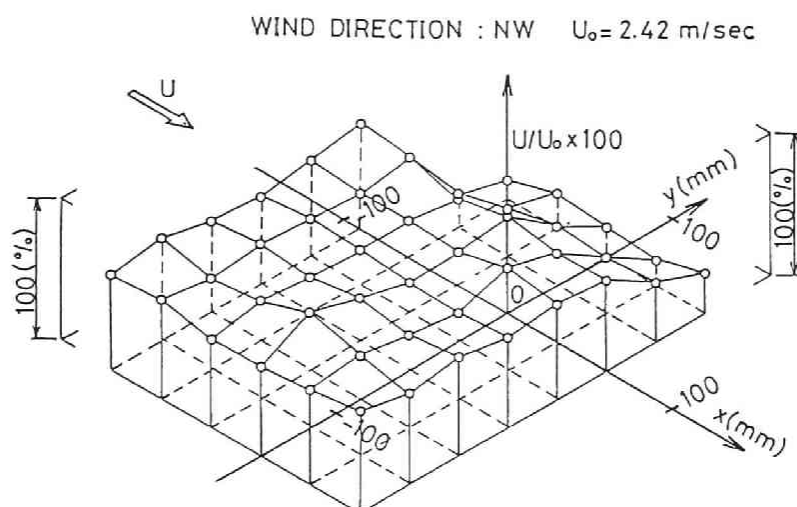


図 2. 9 平均風速平面分布
(高度 30 mm)

向の可視化実験の結果からも予想されたとおり、大毛島に接近するに従って大毛島の影響を強く受け風速の低下することが示される。図2.

10および図2. 11は風速の鉛直分布であり、地形の影響を受けて風速の増強が見られる低層部を除けば、平均風速の分布は、べき分布で表され、べき指数は、設定風向NWに対して $1/6$ ，設定風向Wに対して $1/4.5$ 程度となる。図2. 12は、平均風速の鉛直分布をべき分布で表した場合の指数の実験値と観測値とを比較したものであり、実験値は設定風向NW（風向の可視化実験によ

って、小鳴門橋上では風向NNWとすることが知られる）に対して指数 $\alpha = 1/6$ ，設定風向W（小鳴門橋上で風向WNW）に対して $\alpha = 1/4.5$ である。一方、観測値は黒丸印でプロットしたが、これは1972年9月16日夜、紀伊半島から伊勢湾方面を通過した台風20号の観測データより求めた値で、横軸は時刻であり台風の進行に伴って風向がNNWからNWに変化することを示す。こ

の図より、風向の変化に伴い、風速の鉛直分布が変化し、風が周辺地形の影響を強く受けていることが知られよう。また、実験結果は観測結果と同様の結果を示しており、観測データの不足分を風洞実験によって補足推定を行う方法に対する1つの可能性を示したものと言える。図2. 13、図2. 14、図2. 15は、主塔位置における平均風速で無次元化した橋軸方向の平均風速の分布を表すものである。設定風向NWとWに対しては現地観測の結果を黒丸印でプロットした。実験結果と観測結果とはほぼ同様な傾向を示していると思われるが、観測結果のばらつきが大きく一般的な結論は得られない。観測結果のばらつきの1つの原因は、風洞実験では一定条件のもとに定常状態を保って測定できるのに対して、現地観測では気象条件が時間的に変化し、観測時間内においても非定常と考えられる状態になる場合も存在することにより、一定の条件で

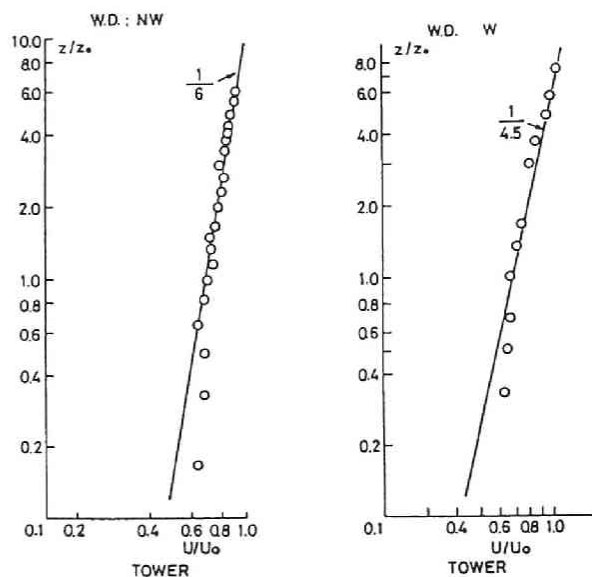


図2. 10 平均風速鉛直分布 風向NW

図2. 11 平均風速鉛直分布 風向W

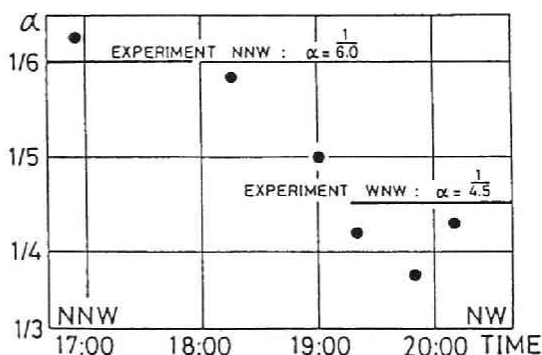


図2. 12 平均風速の鉛直分布（べき指数）
●：観測値（72.9.16 台風20号）
○：風洞実験値

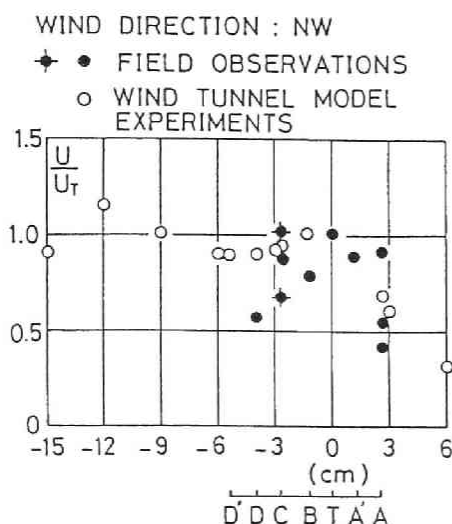


図2. 13 平均風速橋軸方向分布
(設定風向NW)

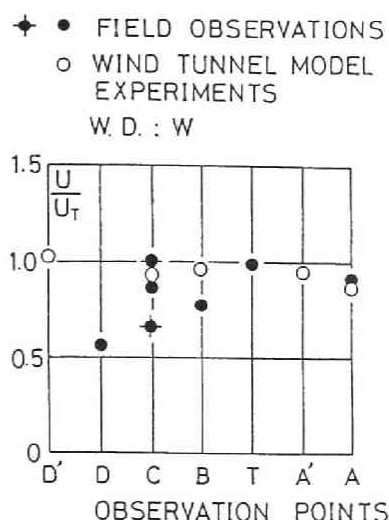


図2. 14 平均風速橋軸方向分布
(設定風向W)

観測を行うことが困難であるという理由が挙げられる。したがって、小地形の影響を受ける局地風は、風向によってその性質が異なり、現地観測における風向の評価を十分行う必要があるものと思われる。また、自然風は風洞気流と異なり変動風の極めて長周期成分の存在が考えられる点、あるいは、大気の安定度の問題など、自然風の気象力学的現象には種々の複雑な要因が含まれる点を考慮する必要がある。

図2. 16, 図2. 17, 図2. 18は乱れの強さを示す。図2. 16は、橋軸に沿った主流方向変動風の乱れの強さであり、実験結果と観測結果とはほぼ同様の傾向を示していると考えられる。ただし、T点の

観測結果は大きくばらつきを示し、その値も他の結果より大きくなっている。この点に関しては、T点の結果が塔頂で観測された結果であり、観測高度が他の地点より大きく異なることに起因すると思われるが、さらに前述した理由、およびデータ解析における評価時間あるいは平均化時間、トレンドの問題等解析手法における問題も検討する必要がある。図2. 17, 図2. 18は、座標原点を主塔位置、主流方向にx軸、主流と直交する方向にy軸をとり、設定風向をNWとした乱れの強さの平面分布を示す。図2. 17は主流方向成分の結果を表す。これらの図より、大毛島を迂回して水路に沿って流れる気流は、北岸寄りの領域において大きく変動し乱れの強さが大きくなっていることが知られる。この傾向は、鉛直方向成分より主流方向成分において顕著

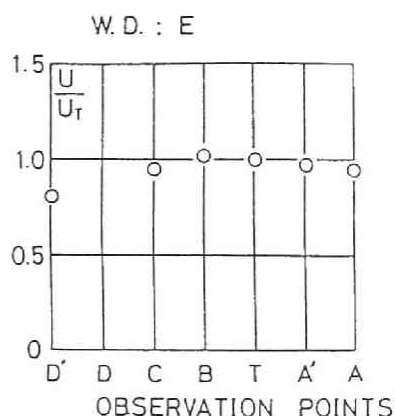


図2. 15 平均風速橋軸方向分布
(設定風向E)

であり、地形の影響を強く受けた北岸寄りの領域では、乱れの非等方向性が強く表れたものと考えられる。

図2.19は、観測点における変動風速の自己相関係数を横軸に無次元時間 ($\tau \cdot U/b$) をとりプロットしたものである。ただし、 b は長さのスケールであり、模型の水平方向の縮尺率を考慮することにより風洞実験に対しては $b=10\text{mm}$ 、観測に対しては $b=30\text{m}$ とした。この図より風洞実験結果と観測結果とはよく一致していることが知られる。ただし、観測結果においては、周期 30～40 秒の周期性が認められる。この周期性は波長数百メートルの変動となるが、これが従来から知られている長周期成分の変動であるか、あるいは、ここで対象とする地形因子に起因するものであるか明らかでない。そこで、この点に関する若干の評価を以下に試みた。

観測点の西方約 1.5km の地点に小鳴門橋の橋軸とほぼ平行な方向で、海拔約 60m の中島の尾根が伸びている。したがって、西寄りの風に対しては、平面に突起する中島の影響を受けた風が観測されるものと思われる。このような平面から突起する三角形断面の後流に放出される渦に関して、光安・平城¹⁵⁾は、水槽を使用したアルミ粉末法により流れの可視化を行い、後流渦の長周期を50分以上におよぶカメラによる連続撮影によって測定し、Strouhal数 ($N \cdot H/U$, N : 後流渦発生振動数, H : 三角形断面高さ, U : 主流流速) と Reynolds 数 ($H \cdot U/\nu$, ν : 流体の動粘性係数) との関係求めた。いま、中島の断面を三角形で近似的に表せば、標高と幅より底辺からの角度は 30° 程度となる。一方、

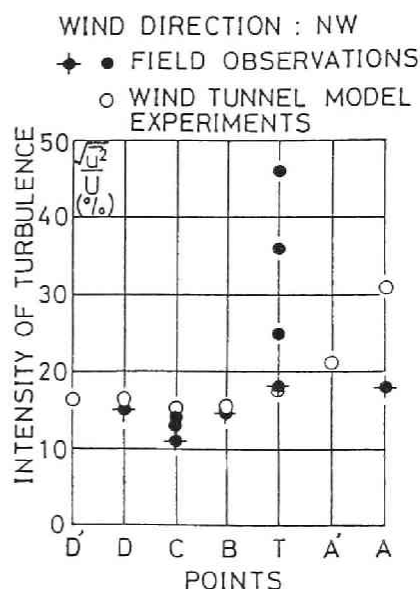


図2.16 乱れの強さ橋軸方向の分布

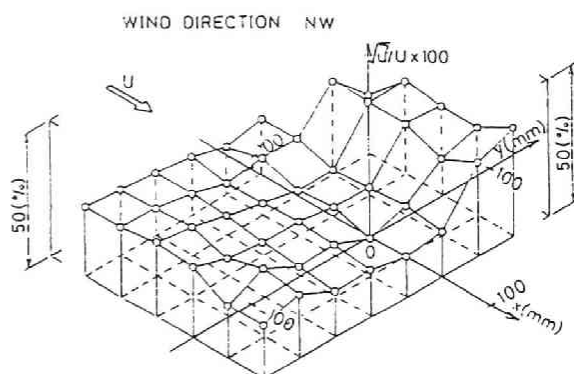


図2.17 乱れの強さ平面分布 (主流方向成分)

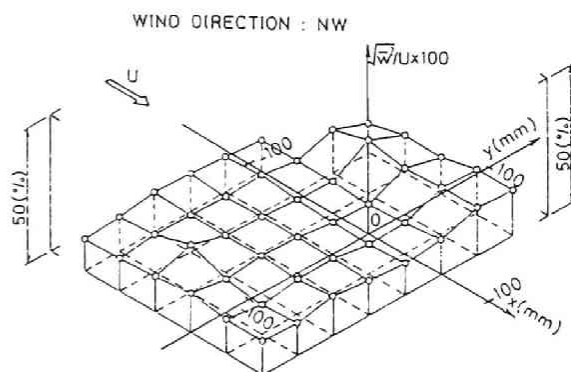


図2.18 乱れの強さ平面分布 (鉛直方向成分)

鉛直方向と水平方向の縮尺の異なる地形模型においては、約 60° となる。さて、Reynolds数に関する評価であるが、乱流現象に関しては渦動 Reynolds数が対象とされることを相似則の問題で述べた。そこで、自然風での現象に対して渦動 Reynolds数で評価されるものと仮定すれば、渦動粘性係数 $10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、高さ 60 m 、風速 $15\sim 30 \text{ m/sec}$ に対して、渦動 Reynolds 数は $90\sim 180$ となり、光安、平城の実験によれば、底辺からの角度が 30° の三角形断面に対して 200 程度以下の Reynolds 数で

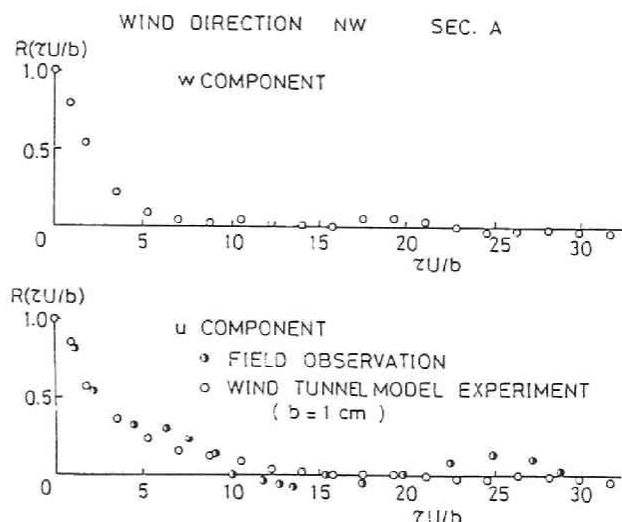


図2.19 自己相関係数
(A点、設定風向NW)

は、Strouhal 数はほぼ一定であり、約 0.07 が与えられる。渦動 Reynolds 数で評価すること、および複雑な地形を単純な断面で評価することなどに問題点を有するが、Strouhal 数 0.07 、高さ 60 m 、風速 $15\sim 30 \text{ m/sec}$ に対して、周期 $30\sim 60$ 秒程度の周期渦の放出されることが推定される。したがって、自己相関関数の観測結果に認められた周期 $30\sim 40$ 秒程度の周期性は、中島の地形的影響と考えられる可能性をも有している。なお、模型実験においては、低周波数の顕著な周期成分が認められなかったが、1つの原因として、実験データの記録時に 2 Hz 程度以下の低周波数成分をカットする高域通過フィルターを通した点が挙げられよう。地形模型の水平と鉛直方向の縮尺が異なる点に対する問題に関しては、実験時の渦動 Reynolds 数で考えれば、本実験では渦動 Reynolds 数が約 200 程度であり、光安・平城の実験結果は底辺からの角度が 60° の三角形断面においても Reynolds 数が 200 程度までは、 30° の三角形断面の結果と大差なく Strouhal 数は $0.07\sim 0.08$ でほぼ一定の値を示し、この点においては模型の水平と鉛直方向との縮尺比の相違は実験結果に大きな影響を及ぼさないものと考えられる。

2.3.4 乱れのスケール（積分スケール）

乱れのスケールの定義は幾種類か存在するが、ここでは変動風の自己相関関数より定義される。いわゆる積分スケールを対象とする。構造物の自然風の乱れに起因する不規則振動を考える場合には、周波数別スケールが利用されているが、ここで対象とする積分スケールは、気流の乱れの特性を表す1つの統計量として重要であり、乱流場における長さのスケールとしてよく用いられる。

図2.20は、設定風向NWに対する乱れのスケールの橋軸方向の分布を表す実験結果、および観測結果である。実験結果は、模型の縮尺を考慮して実物スケールに換算してあり、水平方向

と鉛直方向の縮尺の相違から2種類の結果を示した。
 観測結果は昭和48年11月21日、および昭和49年1月14日に観測された季節風のデータより計算されたものである。各実験結果は、高さ30mmの位置で測定されたが、観測結果は小鳴門橋上で測定されたものであり、図2.4からも知られるとおり縦断勾配がかなり大きく各観測点の高度が異なることによる影響を考慮した評価を行う必要がある。実験結果は、A点より南側になるに従って乱れのスケールが大きくなる傾向を示すが、観測結果においても同様の傾向が示されているものと思われ、乱れのスケールに関しても地形の影響を強く受けた自然風の特性を風洞実験で比較的良く再現できることが示された。

以下に、乱れのスケールの鉛直方向の分布特性について、従来報告されている変動風速のパワースペクトル密度から求め他の地点で観測された観測結果と共に示し検討を加える。変動風速のパワースペクトル密度は、多くの観測結果に基づいた経験式として与えられており高度をパラメータにとった式も種々報告されている。主流方向変動風速から求められる乱れのスケール L_u は、主流方向変動風速のパワースペクトル密度を S_u とするとき

$$L_u = (U / \overline{u^2}) \cdot \int_0^\infty \int_0^\infty S_u(\omega) \cdot \cos(\omega \tau) \cdot d\omega \cdot d\tau \quad \dots \dots \dots (2.7)$$

によって表される。ただし、 U は平均風速、 $\overline{u^2}$ は主流方向変動風速の分散値、 ω は円振動数、 τ は時間である。また、振動数がゼロにおけるスペクトルの値 $S_u(0)$ が知られれば、次式で表される。

$$L_u = \frac{U}{4 \overline{u^2}} \cdot S_u(0) \quad \dots \dots \dots (2.8)$$

一方、対数パワースペクトルのピーク値を与える波長より乱れのスケールが求められるが、参考文献16)によれば、一様等方性乱流に対して求められた変動風速のパワースペクトルを修正したものとして、高周波数側に周波数の $-5/3$ 乗に比例し、低周波数側で一定値をとる対数パワースペクトルを次のように与え、

$$\frac{n \cdot S_u(n)}{\overline{u^2}} = 0.4754 \frac{L_n / U}{\{1 + (L_n / U)^2\}^{5/6}} \quad \dots \dots \dots (2.9)$$

ただし、 $S_u(n)$ ：主流方向変動風向の片側パワースペクトル密度、 U ：平均風速、 n ：振動数、

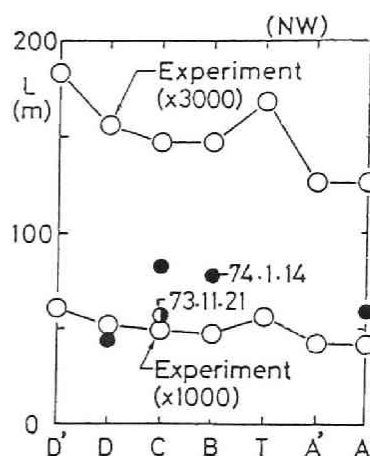


図2.20 乱れのスケール
橋軸方向の分布
(設定風向NW)

L: スケール長

積分スケール L_u とスケール長 L との関係, および対数パワースペクトルのピーク値を与える波長 $(U/n)_{peak}$ と L_u との関係をそれぞれ次のように求めている。

$$L_u = L/8.41 \quad \dots \dots \dots (2.10)$$

$$L_u = (1/6.87) \cdot (U/n)_{peak} \quad \dots \dots \dots (2.11)$$

さて, パワースペクトルとして高度 z をパラメータとする日野¹⁷⁾のスペクトル

$$S(\omega, z) = \frac{K_1 \cdot \lambda \cdot \bar{u}^2}{2\pi \cdot U(z) \cdot (1+x^2)^{5/6}} \quad \dots \dots \dots (2.12)$$

ただし, $x = \lambda \cdot \omega / (2\pi \cdot U(z))$, $\lambda = (z/z_1)^{1-3\alpha} \cdot (\bar{u}^2)^{3/2} \cdot z_1 / (K_2 \cdot a^3 \cdot U_1^3)$, $K_2 = \kappa^2 \cdot a^{3/2} / (2\pi \cdot K_1^{3/2})$, $K_1 = 2\Gamma(5/6) / (\Gamma(1/2) \cdot \Gamma(1/3)) \doteq 0.4751$, $U(z) = U_1 \cdot (z/z_1)^\alpha$, z_1 : 基準高度 (10m), U_1 : 高度 $z = z_1$ における平均風速, κ : Karman 定数 ($=0.4$), a : 普遍 Kolmogorov 定数 ($=0.5$), α : 平均風速の鉛直分布を表すべき指数, ω : 円振動数

を用い, 主流方向変動風速の二乗平均値 \bar{u}^2 を Davenport¹⁸⁾に従って

$$\bar{u}^2 = 6 \cdot K_r \cdot U_{10}^2 \quad \dots \dots \dots (2.13)$$

と表せば, 乱れのスケール L_u は, 式 (2.7) あるいは式 (2.8) より

$$L_u = C_s \cdot K_r^{3/2} \cdot \alpha^{-3} \cdot z_{10} \cdot (z/z_{10})^{1-3\alpha} \quad \dots \dots \dots (2.14)$$

ただし, $C_s = 24\sqrt{3} \cdot a^{3/2} \cdot \kappa^{-2} \cdot [\Gamma^5(5/6) / \{\Gamma(1/2) \cdot \Gamma^5(1/3)\}]^{1/2} \doteq 63.4$

K_r : 表面坑力係数, $z_{10}=10\text{m}$

と表される。なお, 式 (2.11) から求めれば, $C_s \doteq 63.5$ となる。また, 次式で表される Simiu¹⁹⁾の式

$$\frac{n \cdot S_u(n)}{u_*^2} = \frac{200f}{(1+50f)^{5/3}} \quad \dots \dots \dots (2.15)$$

ただし, $f = n \cdot z / U$, u_* は摩擦速度

と式 (2.11) を用いれば, f_{peak} は高度に無関係の一定値 0.03 となり

$$L_u = 4.85 z \quad \dots \dots \dots (2.16)$$

となる。しかしながら、従来の観測結果より、対数パワースペクトルのピークを与える f_{Peak} は高度の増大に伴って高周波数側へ移行することが知られている。そこで Simiu の実測値より f_{Peak} と z との関係を最小二乗法によって次のような1次関数で近似し

$$f_{Peak} = 0.018 + 0.0092 (z/10) \quad \dots \dots \dots (2.17)$$

式(2.11)に従えば

$$L_u/10 = \frac{(z/10)}{0.124 + 0.0632 (z/10)} \quad \dots \dots \dots (2.18)$$

ただし、 z 、 L_u はメートル単位をとるものとする。

となる。なお、参考文献17)に、 f_{Peak} と z との関係が次のように示されており、

$f_{Peak} = 0.00500 z^{0.75}$	(Bearman)	(1)	} (2.19)
$f_{Peak} = 0.00261 z^{0.75}$	(Fichtl)	(2)	
$f_{Peak} = 0.00360 z^{0.68}$	(小野田)	(3)	
$f_{Peak} = 0.00500 z^{0.55}$	(塩谷, $U=40m/sec$)	(4a)	
$f_{Peak} = 0.00600 z^{0.58}$	(塩谷, $U=20m/sec$)	(4b)	

Simiu, および前田他²⁰⁾の実測結果と共に 図2.21 に示す。同図における (5)で示す太い実線は式(2.17)である。図2.22は、式(2.19)に示す f_{Peak} と z との関係、および式(2.11)より求めた乱れのスケールの高さ方向の分布を表すものであり、記号は、式(2.19)と対応したものである。また、図2.22の(5)は式(2.18)を表し、(6)は式(2.14)である。(6)のサフィックスa, b, cはそれぞれ海岸、田園、および市街地に相当するパラメータを導入して求

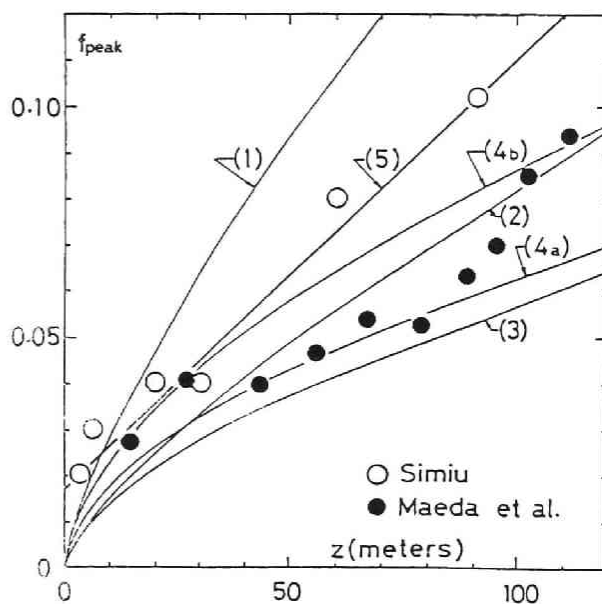


図2.21 $f_{Peak}-z$

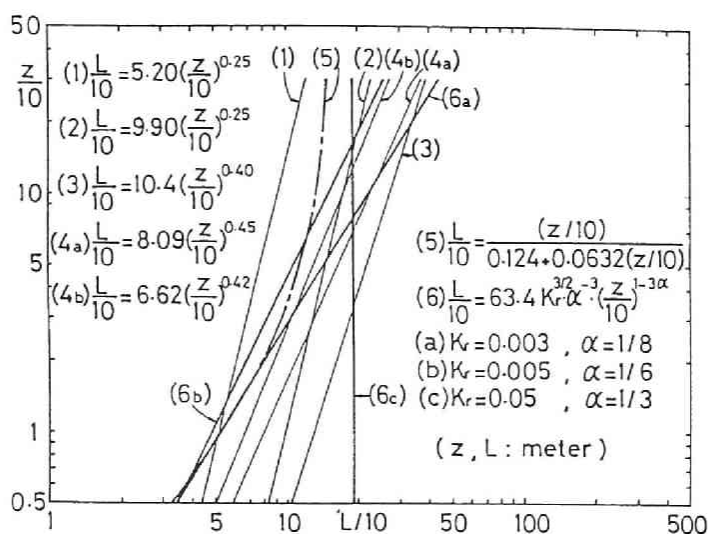


図2. 22 $z/10-L/10$

めたものである。ただし、高度 z および乱れのスケールはメートル単位で表し、それぞれ 10m で無次元化して示した。図から知られるとおり、各々の結果は高さが高くなるに従って大きくなる傾向を示すもののかなり相違し、(1)～(4)の最大と最小では2倍程度の開きが認められる。これは、各々の経験式が実測結果に基づいて定められたものであり、自然風の観測条件（場所、時間、測定器など）および解析方法によって観測結果に相違が生じたものと考えられる。図2. 22に示す $(z/10)$ と $(L/10)$ の関係において、太線で示した(6)は、地表面の状態に応じたパラメータ K_r 、 α を含み、 K_r が高さに関係しない一定値としているなどの問題点を有するものの、長大橋梁など土木構造物で問題となる高度の領域

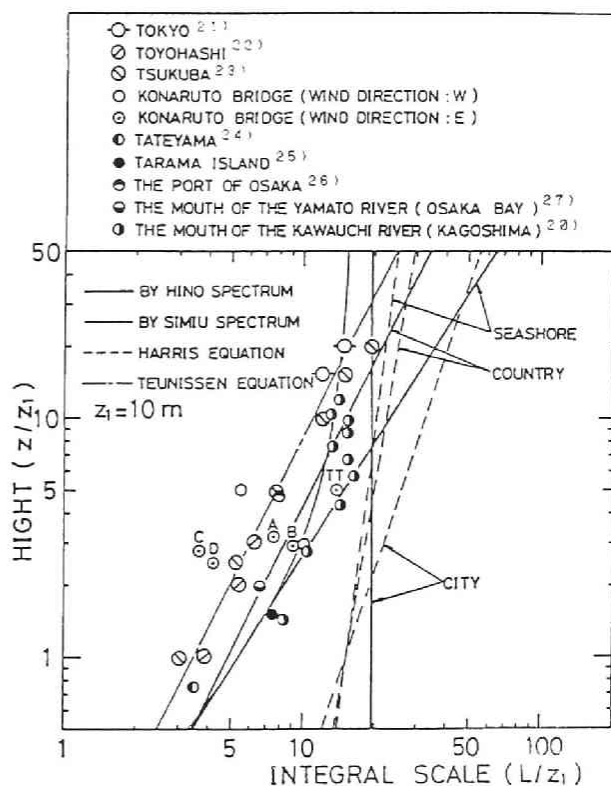


図2. 23 乱れのスケール高さ方向の分布

においては他の結果の中間的な値となっており、また、地表面の状態を考慮することができるというメリットを有している。ただし、特に低高度における市街地の結果は、他の結果より極めて大きくなるが、市街地は高層ビルの密集地であることより判断すれば、式(2.3)で導入されたような零面変位によって修正された高度で評価すべきであろう。

図2.23は、小鳴門橋上で観測された乱れのスケール、および最近我国で観測された観測結果^{28)・27)}をプロットし、乱れのスケールの高度方向の分布を示したものである。同図には、前述の日野のスペクトルから求めた式(2.14)を太い実線で示した。地表面の状態を現すパラメータとしての表面抗力係数 K_r 、および平均風速の鉛直分布を表すべき指数 α に対して、海岸地方、田園地方および市街地を想定し、概略的な値として、海岸地方で $K_r=0.003$ 、 $\alpha=1/8$ 、田園地方で $K_r=0.005$ 、 $\alpha=1/6$ 、市街地で $K_r=0.05$ 、 $\alpha=1/3$ を採用した。また、細い実線は式(2.18)であり、破線はHarris²⁸⁾、一点鎖線はTeunissen²⁹⁾によって提案された次式で表されるものである。

$$\text{Harris} \quad : \quad Lu = 151 (z/10)^\alpha \quad \dots \dots \dots (2.20)$$

$$\text{Teunissen} \quad : \quad Lu = 11 z^{0.5} \doteq 34.8 (z/10)^{0.5} \quad \dots \dots \dots (2.21)$$

Harrisの式は、比較的表面粗度の大きい地帯の特性を与えているようであり、この式は自然風を一様等方性乱流と仮定することにより求められたことを考慮すれば、高さの高い領域で成立するものと考えられる。Simiuの実測結果より求めた結果と共に観測結果の特性をよく表しているものと思われる。昭和54年9月台風16号の通過に伴って観測された鹿児島県川内川河口のデータは、鉄塔で観測された一連のデータとなっており、これから乱れのスケールの鉛直方向の変化特性を推定すれば、式(2.18)で示される特性とよく一致している。なお、小鳴門橋での観測結果は、鉛直方向と共に、スパン方向に位置の異なる地点で観測されたものであり、気流が海峡周辺の地形の影響を受けていることを示すものと考えられる。

2.3.5 変動風速のパワースペクトル密度

模型上流側の風洞気流は、風速変動のパワースペクトルおよび確率密度関数までも自然風と一致する相似条件を考慮して発生させたものではないが、井上および根本による相似条件を考慮した。したがって、パワースペクトルに対して厳密な評価を行うことには問題を有していると考えられるが、ある程度の相似性は保たれているとみることができよう。ここでは、変動風速のパワースペクトル密度に対して、観測結果と地形模型実験結果との比較を行い相似性の検討を行うと共に、局所的な地形の影響を調べた。

図2.24は、主流方向変動風速のパワースペクトル密度の現地観測結果と風洞実験結果とを示したものであり、図2.25は鉛直方向変動風速の結果である。現地観測の結果は、1972年台風20号通過に伴って観測されたものである。図に示した時間は、台風の進行を示すもので

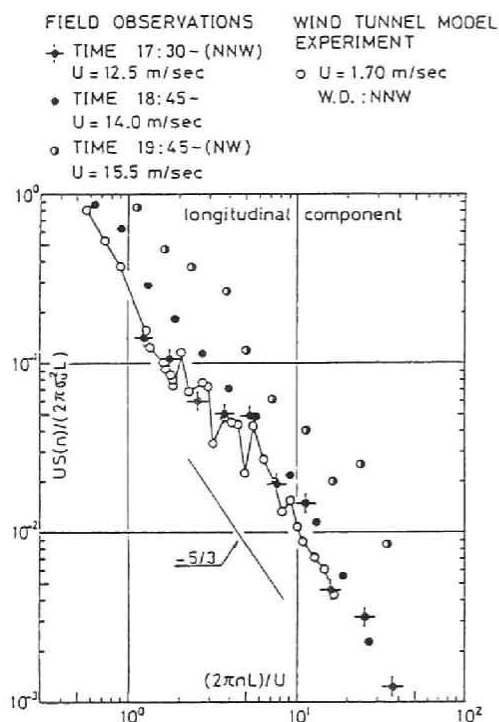


図2. 24 パワースペクトル密度（主流方向成分）の現地観測結果と風洞実験結果との比較

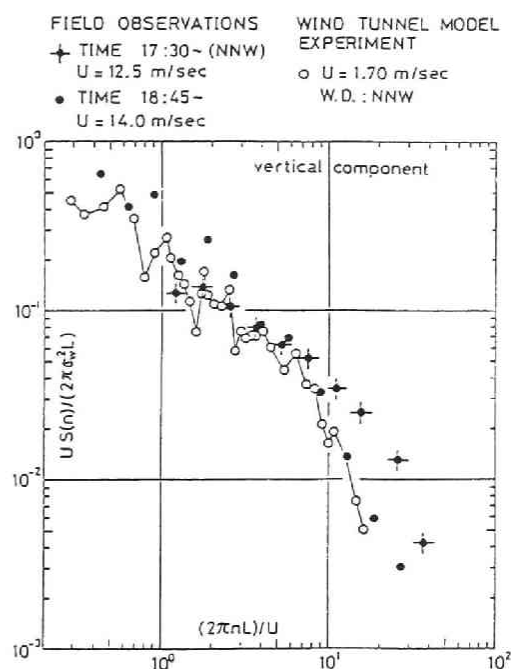
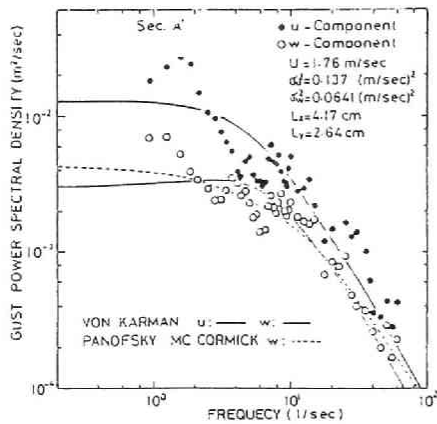


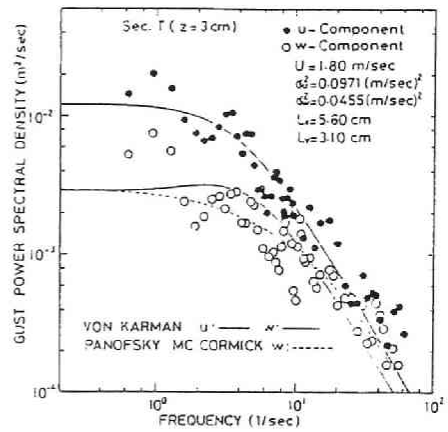
図2. 25 パワースペクトル密度（鉛直方向成分）の現地観測結果と風洞実験結果との比較

あり、時間の経過に伴って平均風速および風向が変化したデータとなる。風洞実験は、風向NNWで行ったものであるが、観測時の風向はNW~NNWであった。なお、スペクトルは、平均風速 U 、乱れのスケール L 、および分散値 σ_u^2 、 σ_w^2 で無次元化し、周波数は平均風速と乱れのスケールで無次元化して表した。図から知られるとおり、観測結果と実験結果とはよく一致しており、主流方向成分に関しては、乱流理論でよく知られている $-5/3$ 乗則に従った周波数変化特性を示している。ただし、風向がNWに変化した19時45分の観測結果は実験結果と若干相違しているが、前述した他の諸量と同様に風向の変化するに従って地形の影響の受け方が異なることに起因すると考えられる。なお、台風時のデータの風向はNNWからNWへと変化したものであり大きく変化したものとは考えられないが、2. 3. 2で述べた風向の可視化実験から推測されたとおり、小鳴門橋上の観測点付近においては、大毛島の影響を強く受け主流方向がかなり異なる場合に対してもほぼ水路に沿う流れが形成され、観測された風向変化が小さい場合においても主流風向は大きく異なっている可能性を有するものと言えよう。

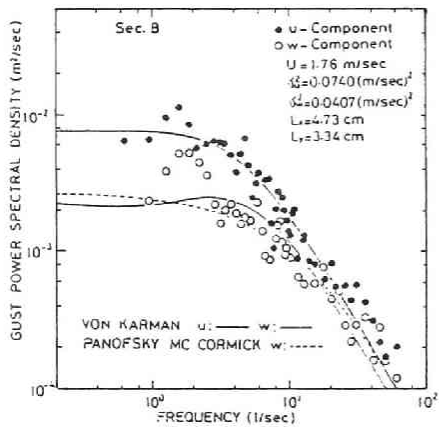
図2. 26はパワースペクトル密度の小鳴門橋橋軸方向の位置による比較を行ったものであり、各々の図には、次に示すKarmanおよびPanofsky-McCormickによる関数形を図示した。



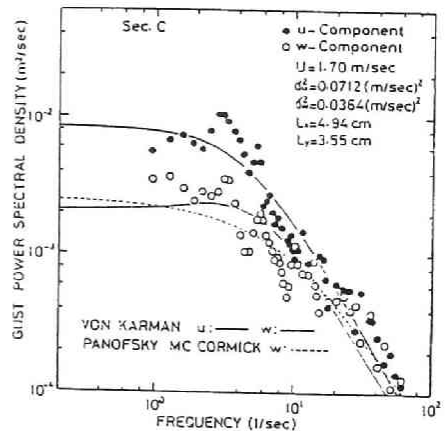
(a) A' 点



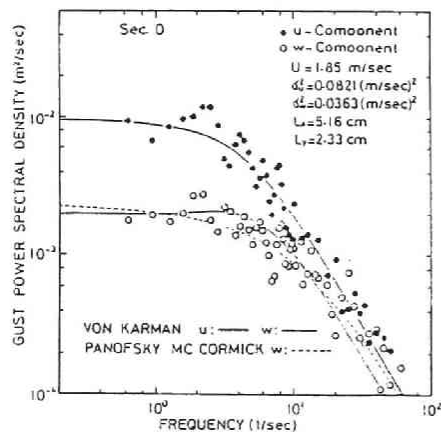
(b) T 点



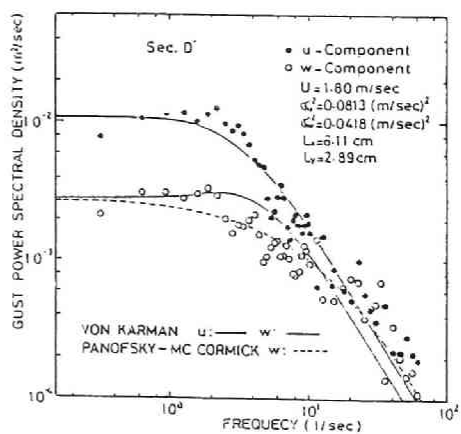
(c) B 点



(d) C 点

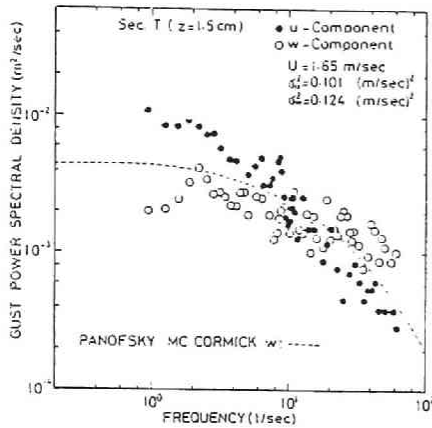


(e) D 点

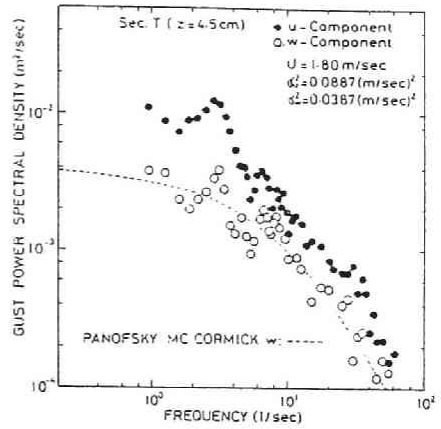


(f) D' 点

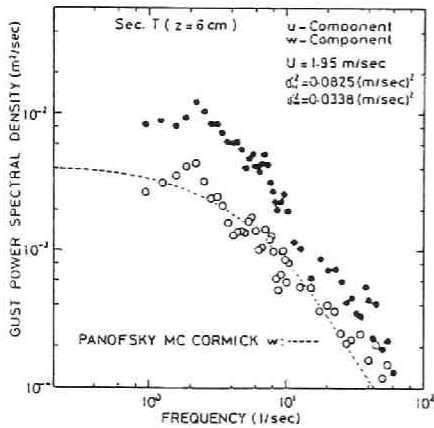
図2. 26 パワースペクトル密度橋軸方向の比較



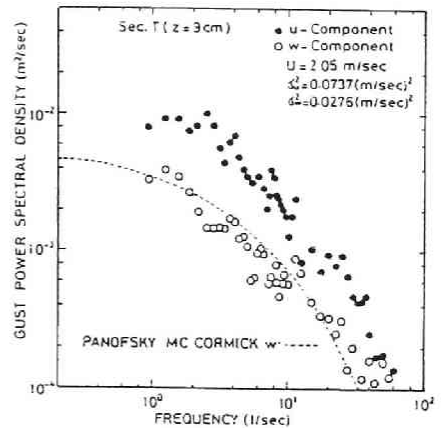
(a) $z = 1.5 \text{ cm}$



(b) $z = 4.5 \text{ cm}$



(c) $z = 6 \text{ cm}$



(d) $z = 9 \text{ cm}$

図2. 27 パワースペクトル密度
T点における高度による比較

Karman

主流方向成分 (太い実線)

$$S_u(n) = 4 \left(\frac{\sigma_u^2}{U} \cdot L_x \right) \frac{1}{\left\{ 1 + \left(1.339 \frac{2\pi n \cdot L_x}{U} \right)^2 \right\}^{0.83}} \quad \dots (2.22)$$

鉛直方向成分 (細い実線)

$$S_w(n) = 2 \left(\frac{\sigma_w^2}{U} \cdot L_x \right) \frac{1 + \frac{8}{3} \left(1.339 \frac{2\pi n \cdot L_x}{U} \right)^2}{\left\{ 1 + \left(1.339 \frac{2\pi n \cdot L_x}{U} \right)^2 \right\}^{11/6}} \quad \dots (2.23)$$

主流方向成分（破線）

$$S_w(n) = \frac{4 \frac{\sigma_w^2}{U} \cdot z}{\left(1 + 4 \frac{z}{U} \cdot n\right)^2} \quad \dots \dots \dots (2.24)$$

図2.27は、パワースペクトル密度のT点における鉛直方向の位置における比較を行ったものである。図2.26における風洞実験結果は、小鳴門橋橋軸方向に沿った高さ3cmの地点のパワースペクトル密度であり、白丸印は主流方向変動風速成分、黒丸印は鉛直変動風速成分を示す。図から知られるとおり、変動風速の各成分共にKarmanによるスペクトル関数形と比較的一致している。ただし、Karmanの式は実験結果より高周波数側における低減が若干大きく、鉛直方向成分に対しては、破線で示すPanofsky・McCormickの式が実験結果の傾向とよく一致している。同図には、主流方向変動風速から求めた乱れのスケール L_x と鉛直方向変動風速から求めた乱れのスケール L_z とを示したが、その比 L_x/L_z は、ほぼ2程度である。等方性乱流では $L_x/L_z \approx 2$ 、一方、自然風の地表面付近では $L_x/L_z \approx 4$ と言われており、この点においては、風洞気流は自然風と異なった性質を示していると言えよう。図2.27には、高さ z をパラメータとするPanofsky・McCormickの式を図示したが、鉛直方向変動風速のパワースペクトル密度の高さと共に変化する実験結果が示す傾向とよく一致することが知られる。主流方向変動風速のパワースペクトル密度に関しては、高さによる変化が顕著には認められない。さて、各々のスペクトルの細部に注目すれば、周波数2~3Hz付近にピークが認められ、主流方向および鉛直方向成分共に顕著なものではないが卓越周波数の存在することが知られる。これらの卓越周波数の周期は0.3~0.5秒であり、時間に関する根本の相似則に従えば、自然風に対しては、周期30~50秒の周期的変動成分となる。自然風におけるこれらの周期成分は、現地観測結果の自己相関関数において認められた周期成分と対応し、この成分に関しては、2.3.3において述べたとおり、観測点西方に存在する中島の地形的影響によって発生する可能性が考えられる。

2.3.6 変動風速の高次モーメント

構造物の不規則振動の問題において、不規則外力の分布をGauss分布と仮定することにより問題が簡単化されることはよく知られているところであり、特にRice³⁰⁾は定常Gauss過程に対して超過確率を簡単な形で求めた。Riceの理論は、現在においても広く実地的な問題に応用されているが、実際の問題においてRiceの理論によって求めた結果と実測結果とが一致しないケースも報告されており、この点に関しては応答の非線形性の問題、および非定常性の問題等が指摘されているところである。また、Chen³¹⁾は、自然風の乱れに対する超過確率の問題において、自然風の乱れがGauss過程と異なることを指摘し、Riceの理論を応用する際の問題点として挙げている。Chenによれば、気流の乱れの分布に関して、4種類の気流状態に対して評価を加えている

が、高層気流及び格子乱流に比較して激しい嵐および海洋学的あるいは気象学的実験において得られた乱れが、特に Gauss 分布形と大きく異なることが認められる。さらに航空工学関係において、Pi-Hwang³²⁾ は大気の乱れが Gauss 分布と異なることに注目して、Gauss 過程 $Y(t)$ より、次のような non-Gauss 過程としての突風 (gust) モデル $X(t)$ を作成し、

$$X(t) = \frac{2\sigma_x}{\beta} \sinh\left(\frac{\gamma \cdot Y(t)}{\sigma_y}\right) \quad \dots\dots\dots (2.25)$$

$$\gamma = \left\{ \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\beta^2}{2} + 1 \right) \right\}^{1/2}$$

ただし、 σ_x 、 σ_y は $X(t)$ 、 $Y(t)$ の標準偏差であり、 β はパラメータである。

パラメータ β がゼロの場合 $X(t)$ は Gauss 分布を有することになるが、 $\beta=0.8$ に対して確率密度関数および超過確率の観測結果とよく一致することを示した。また、このモデルを利用して、航空機の動的応答特性を数値計算によって求めているが、Gauss 過程よりも non-Gauss 過程 (クルトシス=3.52) で求めた応答が危険側になることを示している。また、Reeves³³⁾ らは航空機の離着陸時の操縦性に関して、地表面付近の自然風の乱れが Gauss 分布と異なることを考慮した信号によりシミュレータを動作させ、パイロットの操縦性を研究している。その際、変動の分布形を表す目安となる偏平度 (クルトシス) は、高度 76.2m の位置において観測された鉛直方向変動風速に対して 3.5 とし、また 6 次モーメントと分散値との比は 21.7 であるとした。Gauss 分布においては、それらはそれぞれ 3 および 15 であることから自然風の乱れが non-Gauss 過程であると考ええるものであり、前述の実測データに基づく non-Gauss 過程としての突風モデルは、複数個のホワイトノイズ的な電気信号を線形フィルターを通し、さらに各々を積および和の形で組み合わせアナログ的に発生させたものを利用してゐる。

以上、変動風速の分布形に関する従来の研究を若干述べたが、いずれも航空機に関するものである。従来、航空機の問題は定常運航時の高層気流を対象とするものが多かったようであるが、前述のとおり、航空機の離陸直後、および着陸態勢に入り地表面に接近した状態では、地表面の影響を受けて乱れた気流の作用を受けることに起因し、地表面付近の気流に関する研究がかなり認められる。また、産業、経済の発展に伴い、立地条件の恵まれない離島等の地方空港を利用することも多くなり、したがって空港周辺の局地的地形の影響を受けた気流特性を把握する必要性の生じたものと考えられよう。このように、航空工学の分野において、地表面付近の気流特性に注目した研究が行われているが、土木構造物の耐風性の問題においては地表面付近の気流を問題とすることが多く、共通する問題点を有するものと言えよう。土木構造物の耐風性において、気流の乱れに関する問題では、著者の知る限り、現在のところ自然風の乱れ成分を定常 Gauss 過程と見なした解析が行われている。このことは、構造物の空力現象には、他の多くの不明な問題が残されており、構造物の耐風性を評価する上で総合した精度の面から判断するとき許される仮定

であろう。しかしながら、先に述べた従来の研究のように、現象をより精度良く把握することは重要と考えられる。そこで、高次モーメントを風洞実験的に求め乱れの分布形に関する若干の評価を以下において行った。

図2. 28～図2. 31は、変動風速の4次、6次および8次のモーメントをそれぞれ分散値で割ったものであり、Gauss 分布の場合には、それらの値はそれぞれ3, 15, および105という値を示し、それらの値から隔たることは分布形がGauss 分布と異なることを示す。図2. 28および図2. 29の結果は風洞内に発生させた乱流境界層におけるものである。使用した風洞は大阪府立工業高等専門学校土木学科において試作されたものであり、風洞

の詳細は文献31)に示されている。なお、乱流境界層の発生方法は、風洞床上に約5cm角で高さ2cm～25cmのブロックを敷き並べて発生させた。風速測定点の平均風速の鉛直分布をべき分布で表すとき、べき指数は1/10程度でほぼ海面上の気流状態に相当するものであった。また、境界層厚さは、約30cmであったが、海面上の大気の境界層厚さから推定すれば、ここでの実験は長さのスケール比で 10^{-3} 程度の縮尺比と考えられる。自然風の観測データと比較するため、昭和54年9月30日より10月1日にかけて台風16号が大阪市に上陸した際に、大阪湾大和川河口で海面上20mの地点において観測された変動風速の記録に利用した。このときの平均風速は15.8～24.4m/secであったが、前述の縮尺比と根本による相似則に従えば、風洞風速に換算して2m/sec程度の風速に相当すると考えられる。したがって、風洞実験時の平均風速は、

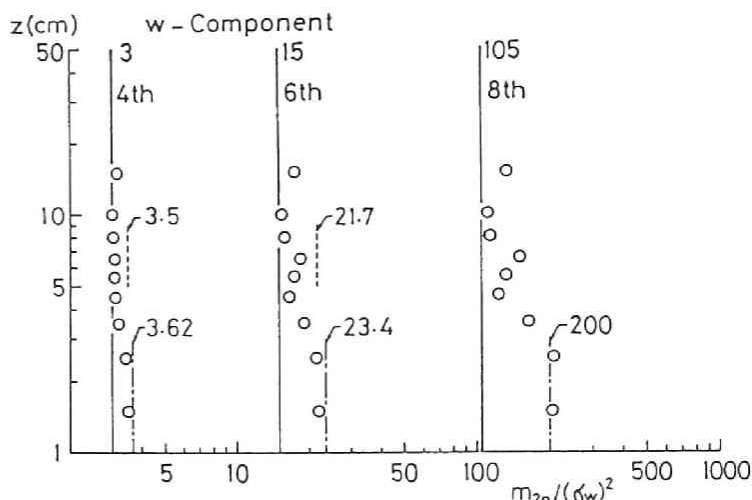


図2. 28 境界層乱流 (w成分) の高次モーメント鉛直方向の変化特性

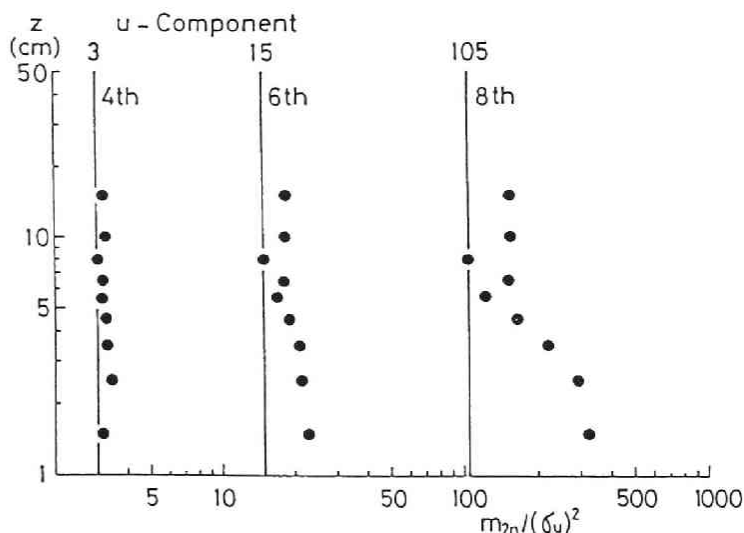


図2. 29 境界層乱流 (u成分) の高次モーメント鉛直方向の変化特性

風洞床上 2cm の位置において約 2m/sec となるように設定した。このような実験状態において、風洞床上 2cm の位置における乱れの強さは、鉛直方向成分で 8.5 %、主流方向成分で 15.5 %であった。また、台風通過時に観測された乱れの強さは、鉛直方向成分で 7.8 %、主流方向成分で 16.5 %であり、実験時と観測時の乱れの強さがほぼ一致することが知られた。図 2.

28 は高次モーメントの高さに関する変化特性を示し、台風 16 号の観測データから求めた結果を一点鎖線で示した。図から知られるとおり、乱れの分布に関して風洞実験結果から自然風の特徴をある程度の精度で推定される。なお、文献 33) に示された高さ 76.2m における値を同図に破線で示した。図より、下層部にお

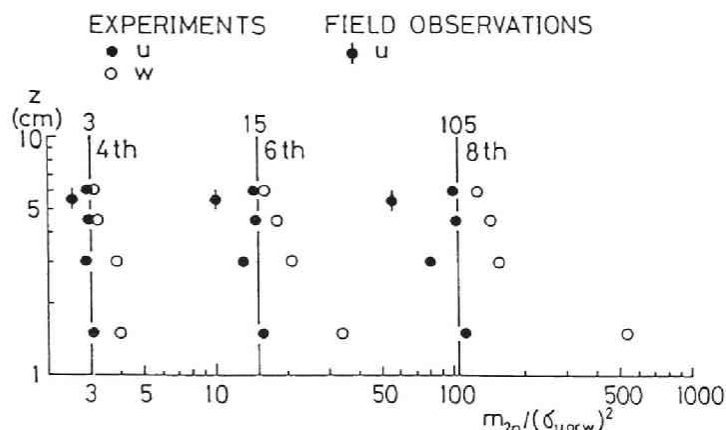


図 2. 30 小鳴門橋 T 点における変動風速の高次モーメント鉛直方向の変化特性

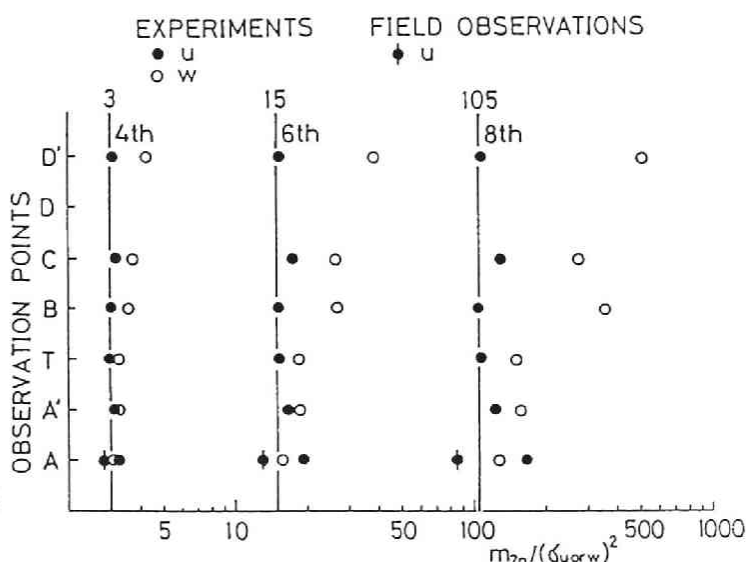


図 2. 31 変動風速の高次モーメント小鳴門橋橋軸方向の変化特性

いては Gauss 分布と異なり、上層部では Gauss 分布に近くなることが知られ、図 2. 29 に示す主流方向成分に関しても同様のことが認められる。図 2. 30 は小鳴門橋付近の地形模型実験において、T 点の位置における高次モーメントの高さに関する変化特性を求めたものである。鉛直方向成分は、先に述べた乱流境界層の結果と同様に、下層部では Gauss 分布と異なり、上層部で Gauss 分布に近くなることが示され、一方、主流方向成分は、ほぼ Gauss 分布となり高さによる変化が大きくは認められない。図 2. 31 は、小鳴門橋橋軸方向に沿った位置において求めた結果を示すものであるが、特に鉛直方向成分に関しては、橋軸方向に沿う位置によっても変動風速値の分布が変化することが示され、局所的な地形によって大きく影響を受け、Gauss 分布と異なる分布形となっている。この点に関して、図 2. 20 に示される乱れのスケールの橋軸方向の変

化特性と関連性が認められる。すなわち、北岸寄りのA点から南岸寄りのD点に向かって乱れのスケールは増大し、したがって、平均的渦の大きさが南岸寄りに向かって増大するが、平均渦が大きくなるに従って地表面の影響が強くなり、平均渦の形状に変化を生じ、その結果乱れの分布形に変化を与えるものと推測される。しかしながら、そのメカニズムの詳細については不明であり、今後の乱流に関する研究課題として興味深い。

2. 3. 7 変動風速の空間相関

長大、超高層構造物の耐風性を考える際、自然風の空間的風速分布の効果を考慮しなければならないが、この際に離れた2点間の空間相関係数が利用される。Davenport は、線状構造物の自然風の乱れに起因する不規則振動を解析する場合に、2点間の変動風速のコヒーレンス関数を利用した。これは、周波数別の相関を表し、Davenport は虚数部は小さいとして近似的に実数部のみで表している。また、周波数別相関をコヒーレンス関数の平方根で表し、近似的に

$$R(n, \Delta y) = \exp\left(-\frac{\lambda \cdot n \cdot \Delta y}{U}\right) \quad \dots \dots \dots (2.26)$$

のように表された。ここに、Uは平均風速、nは周波数、 Δy は2点間の距離、および、 λ はパラメータであり、この λ を求めることが空間相関特性を知ることに相当する。そこで、自然風の観測結果に基づき、 λ を推定するための研究が行われ、その成果が報告されている。従来の研究より、周波数別相関係数を式(2.26)のように表すとき、 λ は高度によって変化すること、風速測定線と風向との角度の問題、および大気安定度の問題等が指摘されているところであり、今後の研究成果に待つところも多い。ここでは、地形模型実験によって得られた周波数別空間相関係数を示すと共に、それを求める場合における2点間の距離の問題に関して格子乱流を用い若干の考察を行う。

図2.32は、小鳴門地形模型実験における測定点A-A' (距離 1.33cm)、およびB-D (距離 2.66cm) 間に対して求めたコヒーレンスの平方根を示す。図中に示す太い実線は、 $\lambda=7$ とした式(2.26)を表し、1点鎖線は、それぞれ $\lambda=4$ および 7とした式(2.26)を表す。図から知られるとおり、実験結果はばらつきが大きいが、 $\lambda=4$ および 25に対する2つの直線の間にプロットされ、平均的には $\lambda=7$ に対する直線で表されるようであり、従来報告されている自然風の観測結果と同程度の結果を示している。なお、図示していないが、A-D (距離6.65cm) 間で求めた結果は、コヒーレンスの値そのものが小さく、また、ばらつきも極めて大きくなり、式(2.26)

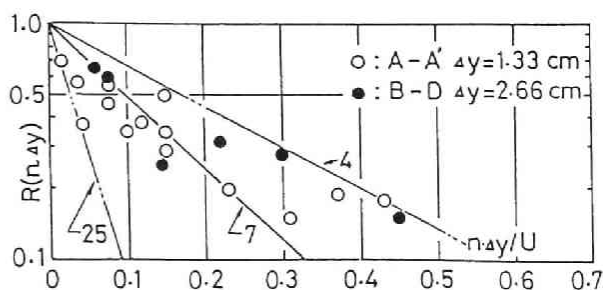


図2.32 主流方向変動風速のルートコヒーレンス (小鳴門地形模型実験)

のような形式で表すことが困難となった。そこで、2点間の距離の問題に関して、格子乱流（格子の詳細等は後節で述べる）を利用することにより実験的に調べた。得られた結果を図2.33、および図2.34に示す。図2.33は、2点間の距離 Δy （平均風速の方向と直交する方向にとる）と乱れのスケール L との比をパラメータとするコヒーレンスの平方根を示すものであり、無次元周波数（ $n \cdot \Delta y / U$ ）に関する変化特性を表す。図2.33において、 $\Delta y / L < 1/4$ の結果は、最小二乗法によれば、

$$R(n \cdot \Delta y) = 0.927 \exp \left(- \frac{10.7 n \cdot \Delta y}{U} \right) \quad \dots \dots (2.27)$$

となり、ほぼ式(2.26)の形式で表される。一方、 $\Delta y / L > 1/4$ の結果では、 $\Delta y / L$ が0.4以下では、無次元周波数がゼロにおいて R はほぼ1となり、先の式(2.27)と同様となるが、 $\Delta y / L$ が0.5および0.6では、無次元周波数がゼロにおいて1より小さくなることが認められる。 $\Delta y / L$ が0.5および0.6の結果は、無次元周波数がゼロにおいて1より小さな値となる直線と $\Delta y / L < 1/4$ あるいは $\Delta y / L < 0.4$ のデータから決定される無

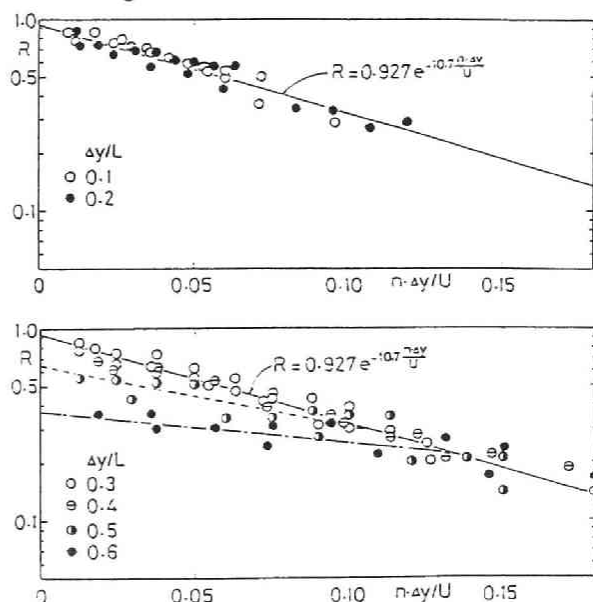


図2.33 格子乱流のルートコヒーレンス
2点間距離に関する比較

次元周波数がゼロにおいて1をとる直線との2つの直線式で表されるようである。図2.34は、無次元周波数がゼロにおける R の値 R_0 を主流方向の乱れのスケールで無次元化した2点間距離（ $\Delta y / L$ ）に関する変化特性として示した。前述のとおり、 $\Delta y / L$ が0.25程度から R_0 は1より小さくなる傾向にあり、 $\Delta y / L$ が0.4程度より大きくなれば、 R_0 は急激に小さくなることが認められる。なお、図2.34には、光田他²⁵⁾による多良間島における自然風の観測によって求められた結果をプロットした。自然風の観測結果においても、乱れのスケールと比較して2点間の距離が大きくなるに伴って、 $n \cdot \Delta y / L$ がゼロにおける R の値が1より小さくなるという傾向が示されている。図2.35は、2点間の相互相関係数のラグタイムがゼロの値を y / L に関する変化特性として示したものであり、格子乱流の結果、地形模型実験の結果、および2～3の自然風の観測結果をプロットした。ただし、 y は主流と直交する方向の測線上の距離であり、 L は主流方向の乱れのスケールである。同図には、ラグタイムがゼロの相互相関係数 $R_y(\tau=0)$ に関して、次に示す y / L に関する3種類の近似関数形を図示した。

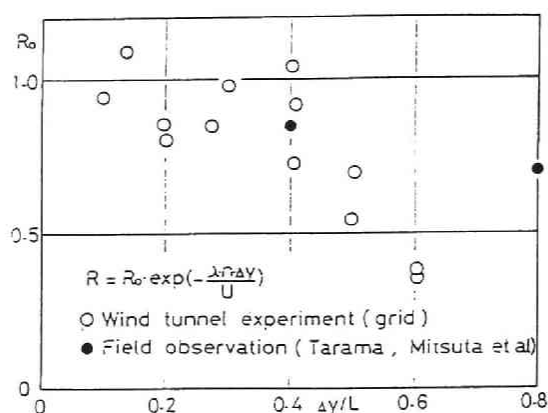


図2. 34 無次元周波数がゼロにおけるルートコヒーレンスの値

$$\bar{R}_y(\tau=0) = \exp\left(-\frac{y}{L}\right) \quad \dots \dots \dots (2.28)$$

$$\bar{R}_y(\tau=0) = \left(1 - \frac{y}{2L}\right) \cdot \exp\left(-\frac{y}{L}\right) \quad \dots \dots \dots (2.29)$$

$$\bar{R}_y(\tau=0) = \left(1 - \frac{y}{L}\right) \cdot \exp\left(-\frac{2y}{L}\right) \quad \dots \dots \dots (2.30)$$

ここで、主流と直交する水平方向の乱れのスケールを

$$L_y = \int_0^\infty \bar{R}_y(\tau=0) \cdot dy \quad \dots \dots \dots (2.31)$$

によって定義すれば、式(2.28)、式(2.29)、および式(2.30)より、それぞれ

$$L_y = L$$

$$L_y = \frac{L}{2}$$

$$L_y = \frac{L}{4}$$

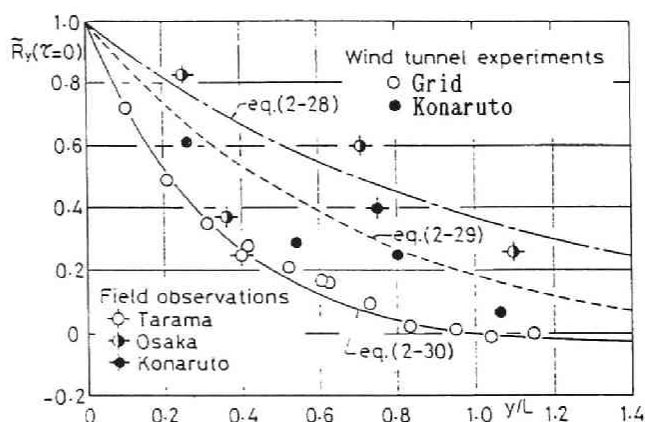


図2. 35 主流方向変動風速のラグタイムがゼロにおける相互相関関数の値

となる。図2.35から知られるとおり、白丸印でプロットした格子乱流の結果は、式(2.30)で表される関数形とよく一致しており、したがって、ここでの格子乱流に対しては主流と

直交する方向の乱れのスケールは主流方向の乱れのスケールの $1/4$ 倍程度となる。このことは、図 2. 3 2～図 2. 3 4 の実験結果に関して先に述べた点と関連性が認められる。すなわち、離れた 2 点間の周波数別相関係数を求める場合、2 点間の距離を式 (2. 3 1) で表す L_y 程度とすれば、適当であろう。 L_y と比較して、2 点間の距離が大きすぎる場合には、2 点間のコヒーレンスの値は小さくなり、したがって数値計算上その推定値のばらつきが大きくなる。また、乱れた気流を、大、小様々の大きさの渦の集合と見なすものとすれば、2 点間距離が L_y と比較して大き過ぎる場合、小さな渦の影響が検出されない可能性を有し、また 2 点間距離が極端に小さい場合に対しても、逆に大きな渦（低周波数）の影響としての相関が大きく、小さな渦の高周波成分の相関性の情報が消される可能性を有するものと考えられる。なお、図 2. 3 5 において黒丸印でプロットした小鳴門地形模型実験の結果は、式 (2. 2 9) と式 (2. 3 0) で示される 2 つの曲線の間に存在し、したがって L_y は主流方向の乱れのスケール L の $1/4 \sim 1/2$ 程度であることが知られる。このことより、図 2. 3 2 に示した小鳴門地形模型実験の結果は、乱れのスケールが 4～6cm であったことから考えて、2 点間の距離は適当であったと考えられる。一方、前述したが、2 点間の距離が 6.65cm の結果ではばらつきが大きく、また R を式 (2. 2 6) の形式で表すことが困難となった理由として、2 点間の距離が L_y よりかなり大きくなった点が挙げられよう。図 2. 3 5 に示す自然風の観測結果は各々かなり異なった結果を示しているが、多間良島での観測は高さ 10m の位置、一方、大阪湾での観測は海面上約 100m の位置において行われたものであり、高さの相違による影響が大きい。また、小鳴門橋での観測値は海面上約 55m の位置で観測されたものであるが、これは、局地的地形の影響もかなり受けたものとなっている。このように、自然風においては、高さ、および地形状態等によって気流特性の異なることは周知のことであり、変動風速の空間特性を求める場合、2 点間の距離の選定に関しても注意する必要がある。

2. 3. 8 タイムスケーリング

現地観測と風洞を使用した地形模型実験との間の相似関係は、複雑な問題点を有するが、先にも述べたとおり、根本⁵⁾により 1 つの相似則が示されている。根本によれば、時間の縮尺として $2/3$ 乗則が与えられ、前述の各種統計量を求める際の評価時間に対し $2/3$ 乗則に基づいた現地観測と風洞実験との比較を以下に行う。

現地観測のデータ解析時間は、主として約 10 分間であった。一方、地形模型実験では、8 秒間のデータを解析に使用した。 $2/3$ 乗則によれば、鉛直方向の幾何学的縮尺率 $1/1000$ に対して時間の縮尺率は $1/1000$ となる。したがって、実験データの解析時間 8 秒は実時間に換算して約 13 分であり、両者の評価時間はほぼ同程度であると考えられる。また、不規則変動風の時間特性量として自己相関関数のゼロ交差時間 τ_0 を考え、以下に現地観測と風洞実験との間で比較を行う。台風時の現地観測データより得られた値は $\tau_0 \approx 12$ 秒であり、一方、地形模型実験データより得られた値は $\tau_0 \approx 0.11$ 秒であった。 $2/3$ 乗則をタイムスケーリングに適用する場合に、

本研究で使用した地形模型の縮尺率が鉛直方向と水平方向とで異なりどちらの縮尺率を適用するかという点において問題を有するが、鉛直方向の縮尺率を使用して実験で得られた $\tau_0 \approx 0.11$ 秒を実時間に換算すれば、11 秒となり現地観測で得られた $\tau_0 = 12$ 秒と同程度の値が得られる。なお、長さのスケールとして風速測定地点の高度 (z)、および平均風速 (U) を利用して τ_0 を無次元表示すれば、それぞれ

$$\text{地形模型実験} : \bar{\tau}_0 = U \cdot \tau_0 / z = 1.8 \times 0.11 / 0.03 = 6.6$$

$$\text{現地観測} : \bar{\tau}_0 = U \cdot \tau_0 / z = 17 \times 12 / 30 = 6.8$$

となり、両者はほぼ一致する。

2. 4 格子乱流の乱れの強さと乱れのスケール

自然風の乱れを考慮した構造物の耐風問題を風洞実験的に考察する場合、まず、風洞内に乱流を発生させなければならない。風洞内に乱流を発生させる方法として代表的なものは、風洞床面に各種のブロックを敷き並べた壁面粗度による境界層乱流、および格子を通過するとき発生する格子乱流が挙げられる。一般に境界層乱流は、気流の鉛直方向の分布特性が問題となる高層構造物を対象とする際に利用されることが多いが、前述のような乱れの各種統計量に関して自然風との相似性を考え、比較的有効に利用されているものであろう。しかしながら、この方法は対象とする構造物のスケールに比較して風洞測定部のスケールの相当大きなものを要し、逆に言えば、現在各種の機関で利用されている風洞規模から判断して使用する構造物の模型はかなり小さなものに限定され、実験精度の上で問題となる。一方、格子乱流は簡単に乱れを発生させることができ、風洞測定断面内に一様な等方性の乱流が得られることから広く利用されている。しかしながら、格子乱流は、自然風との相似性において問題点を有し、その1つに乱れのスケールを大きくすることが困難であるということが挙げられよう。いずれにしても、自然風と相似な風洞気流を発生させることは、なお、多くの問題点を有し、試行錯誤

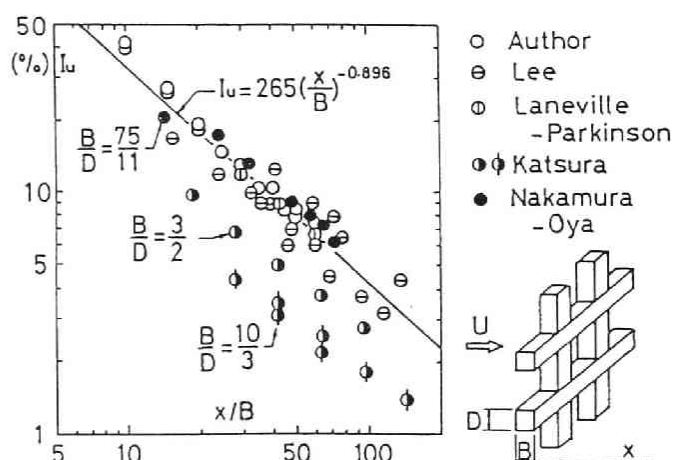


図2. 36 格子より下流方向の乱れの強さの変化

的な試みによって改良が加えられているのが現状と考えられる。現在のところ、格子乱流は、自然風の乱れを考慮した構造物の耐風性を問題とする際に利用されるというのではなく、乱流特性（例えば、乱れのスケール、および乱れの強さ等）が構造物の空力現象にどのように影響を及ぼすものか調べようとする基礎的な研究に利用されているものと思われる。そこで、本節では、風洞内の格子乱流の乱れの強さと乱れのスケールの実験結果を示し、その結果より、ある指定した乱れの強さと乱れのスケールを有する乱流を風洞内に発生させる際の基礎的な資料としようとするものである。

図2. 36は、主流方向変動成分の乱れの強さを格子のバーサイズで無次元化した格子からの距離に対してプロットしたものである。白丸印でプロットした結果は、風洞測定断面が $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ の吸い込み式小型風洞を用いて測定した著者の結果であり、棒の断面寸法が辺長5mm、および10mmの正方形断面を有する格子の結果である。また、同図には、従来構造物の空力現象に及ぼす乱れの効果を調べる際に利用した格子乱流の結果をプロットした。なお、Laneville・Parkinson³⁵⁾、Lee³⁶⁾が用いた格子の棒の形状は正方形断面であり、桂³⁷⁾、中村・大屋・渡辺³⁸⁾が用いた格子は長方形断面の棒を組み合わせて製作したもので各々の辺長比は同図に示したとおりである。また、乱れのスケールの格子から

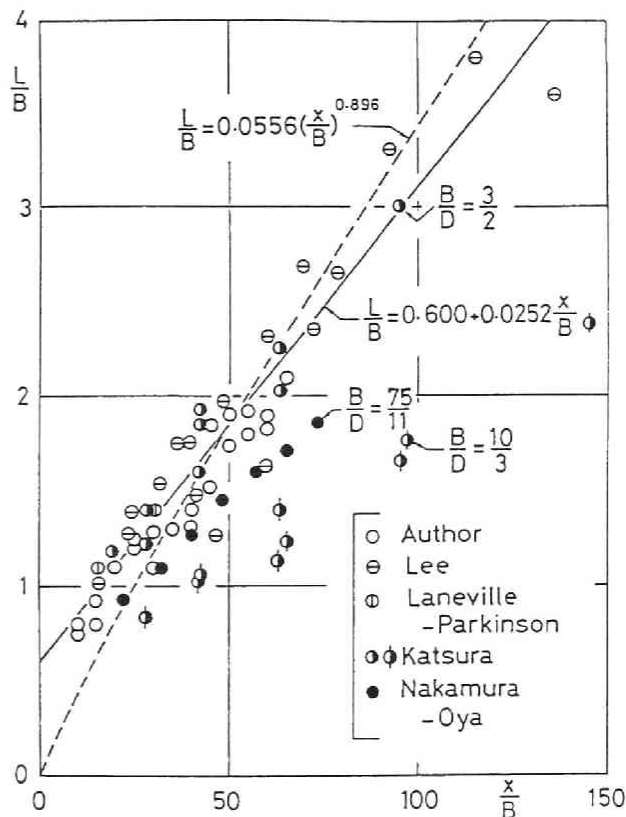


図2. 37 格子より下流方向の乱れのスケールの変化

下流方向の変化特性を図2. 37に示した。プロットした丸印の各記号は図2. 36と同じである。両図から知られるとおり、格子の棒の断面形状によって結果にかなりの相違が認められる。ただし、ここでは棒の断面形状のみで格子の種類を分類したが、メッシュサイズによっても乱れの特性が変化するものと思われる。正方形断面の棒で構成された格子だけに注目して評価を加えれば、通常使用されるメッシュサイズに対して、若干のばらつきは認められるものの、乱れの強さ、および乱れのスケール共に格子からの距離に関する相関性を有し、最小二乗法によって次のような近似関数が求められる。

$$I_u = 265 (x/B)^{-0.896} \quad \dots \dots \dots (2.32)$$

$$L/B = 0.600 + 0.0252x/B \quad \dots \dots \dots (2.33)$$

ただし、 I_u ：主流方向変動風速成分の乱れの強さ、 L ：主流方向変動風速成分の乱れのスケール、 B ：格子の棒の幅、 x ：格子からの距離

なお、式(2.32)、式(2.33)は、それぞれ図2.36、図2.37に太い実線で示した。

格子乱流の特性は、古くから乱流理論の分野でよく研究されているが、井上⁴⁾は乱れの強さ、および乱れのスケールの格子より下流方向の特性に関する1つの考え方を示している。それによれば、乱れを平均的な速度 U と大きさ Λ を有し、平均的な角速度 ω で自転し、また波動的な性質を有するとする乱子の概念によって、最大乱子の単位質量当りの角運動量が風洞気流においては一定に保たれるという仮定に基づき、格子から下流側 x の位置における乱れの強さ I_u が

$$I_u = \left(\frac{C_d}{1 + \text{const} : x} \right)^{1/2} \quad \dots \dots \dots (2.34)$$

と表されることを示した。ここに C_d は格子(棒の太さ： d)の抵抗係数である。また、最大乱子の大きさ Λ_0 が

$$\frac{\Lambda_0}{d} = (1 + \text{const} : x)^{1/2} \quad \dots \dots \dots (2.35)$$

と表されることを導き、最大乱子 Λ_0 と乱れの積分スケール L との関係が比例関係にあることを示した。以上のことから、乱れの強さは、格子からの距離の平方根に反比例し、一方、乱れのスケールは格子からの距離の平方根に比例することが知られる。これらの結果は、先の式(2.32)式(2.33)で表される実験結果と異なるが、井上の結果は格子より極めて下流側の領域を対象としたものと考えられる。なお、乱れの強さと乱れのスケールとの積は一定となることが式(2.34)、式(2.35)より知られるが、この点を考慮して式(2.32)より $x/B=50$ における乱れのスケールの値を基準値として求め、図2.37において破線で示した。

図2.36で示される実験結果より知られるとおり、構造物に影響を与える地表面付近の自然風の性質から判断して、乱れの強さに関しては x/B が10～100程度の領域において自然風と相似な風洞気流を発生することが可能となる。同時に乱れのスケールを自然風と一致させようとするとき、図2.37の結果が利用されることになるが、この図より x/B が10～100程度の領域では、乱れのスケールは格子の棒の断面辺長 B の1～3倍程度となることが知られる。格子の棒の断面寸法は、当然風洞測定断面の大きさによって制限されるものであり、格子乱流の乱れのス

ケールを十分大きくすることが困難であると推定される。したがって、構造物を対象とした模型実験において、乱れのスケールに関する相似性をも考慮する場合には、模型寸法を小さくしなければならない等の問題点を有するものと言えよう。

さて、次に乱流中における模型実験を行う際に、ある指定した乱れの強さ I_{u0} と乱れのスケール L_0 を有する乱流を模型に作用させる場合、上記の風洞実験結果を利用する方法を以下に示す。

式(2.32)より、 I_{u0} に対して x_0/B_0 は

$$\frac{x_0}{B_0} = \left(\frac{I_{u0}}{265} \right)^{-1/0.896} \dots \dots \dots (2.36)$$

となり、この x_0/B_0 に対する L_0/B_0 は式(2.33)から求められ

$$\frac{L_0}{B_0} = 0.600 + 0.0252 \left(\frac{I_{u0}}{265} \right)^{-1/0.896} \dots \dots \dots (2.37)$$

となる。したがって、指定した L_0 に対して使用すべき格子の棒の断面辺長 B_0 は

$$B_0 = L_0 \cdot \left\{ 0.600 + 0.0252 \left(\frac{I_{u0}}{265} \right)^{-1/0.896} \right\}^{-1} \dots \dots (2.38)$$

によって決定される。また、模型は格子より次式で与えられる x_0 の位置に設定すればよい。

$$x_0 = L_0 \cdot \left\{ 0.600 \left(\frac{I_{u0}}{265} \right)^{-1/0.896} + 0.0252 \right\}^{-1} \dots (2.39)$$

2.5 観測時間による乱流統計量の変化

長期変動スペクトルによって大気の変動を評価するとき、周期が5分～5時間程度の領域においてエネルギーギャップの存在することが知られ、さらに1日、4日および1年周期程度の卓越周期の存在が認められる。したがって、観測時間を大きくするに従って乱流統計量が変化することは明らかであり、乱流の特性を表す1つの統計量としての乱れのスケールも極めて大きくなることが予想される。井上⁴⁾によれば、乱れの分散値は観測時間の2/3乗に比例して増大し、乱れのスケールは観測時間に比例して増大することが示されている。しかしながら、構造物の耐風性を考える場合には、エネルギーギャップ以下の周期領域における構造物の固有周期程度の気流変動が問題とされ一般には乱流統計量を計算する際の平均時間は10分間程度が採用されている。

数値計算上の問題として、上記平均時間 T およびデータサンプリング時間 Δt の選定の問題が挙げられる。観測時間あるいは平均時間をいくらにすべきかという問題は、前述の長期変動スペクトルを有する自然風の周期領域における上限をどこにするかということであり、一方、サンプリング時間は周期領域の下限を決定するものである。したがって、 T および Δt の決定に際して、自然風のどのような現象を対象とするものかを考え、さらに統計量を計算する際に用いられる計算機の性能等を考慮して決定されるものである。サンプリング時間を Δt とした T 時間の観測デー

タは、実際のデータから $1/(2\Delta t)$ 以上、 $1/(2T)$ 以下の周波数成分をカットしたものと考えられる。このことは、スペクトルで考えれば、 $0\sim\infty$ の周波数領域で定義される実際のデータのパワースペクトルが、次に示す近似的なバンドパスフィルターによって修正されることに相当するものと考えられる。

$$P(n) = \frac{\sin^2(\pi \cdot n \cdot \Delta t)}{(\pi \cdot n \cdot \Delta t)^2} \cdot \left\{ 1 - \frac{\sin^2(\pi \cdot n \cdot T)}{(\pi \cdot n \cdot T)^2} \right\} \cdots (2.40)$$

ここでは、構造物の耐風性の問題を考えていることから、いわゆるエネルギーギャップ以下の周期領域を考えることになる。そこで、この領域の気流変動を対象とするとき、平均時間の大きさによって乱れの分散値あるいは乱れのスケールがどのように変化するかを推定したい。

主流方向変動風速のパワースペクトルとして形式の簡単な Dryden のスペクトルを利用し、サンプリング時間および平均時間の問題を考える。前述のとおり、 Δt の時間間隔でサンプリングした観測時間 T のデータは式 (2.40) で表されるバンドパスフィルターを通過したデータと考えられ、したがって、このデータから計算される自己相関関数は、スペクトルと式 (2.40) より次式で表される。

$$\begin{aligned} R(\tau, T, \Delta t) = & \frac{4\sigma_u^2 \cdot L}{U} \cdot \int_0^\infty \frac{1}{\{1 + (2\pi \cdot L \cdot n/U)^2\}} \\ & \cdot \frac{\sin^2(\pi \cdot n \cdot \Delta t)}{(\pi \cdot n \cdot \Delta t)^2} \cdot \left\{ 1 - \frac{\sin^2(\pi \cdot n \cdot T)}{(\pi \cdot n \cdot T)^2} \right\} \\ & \cdot \cos(2\pi \cdot n \cdot \tau) \cdot dn \cdots \cdots (2.41) \end{aligned}$$

ここに、 σ_u^2 は主流方向変動風速の分散値、 U は平均風速、 n は振動数である。まず、 $\Delta t=0$ とすれば、自己相関関数は、

$$\begin{aligned} R(\tau, T, 0) = & \sigma_u^2 \cdot \left\{ \exp\left(-\frac{U}{L} \cdot \tau\right) - \frac{4L}{U} \cdot \int_0^\infty \frac{1}{\{1 + (2\pi \cdot L \cdot n/U)^2\}} \right. \\ & \cdot \frac{\sin^2(\pi \cdot n \cdot T)}{(\pi \cdot n \cdot T)^2} \cdot \cos(2\pi \cdot n \cdot \tau) \cdot dn \left. \right\} \cdots (2.42) \end{aligned}$$

となり、 $T \rightarrow \infty$ 、 $\Delta t=0$ に対するデータの自己相関関数より小さくなることが知られる。また、分散値は、式 (2.42) において $\tau=0$ と置くことによって求められ、

$$R(0, T^*, 0) = \sigma_u^2 \cdot \theta(T^*, 0) \cdots \cdots (2.43)$$

$$\theta(T^*, 0) = 1 - \frac{2}{T^{*2}} \cdot \{ T^* - 1 + \exp(-T^*) \} \cdots \cdots (2.44)$$

$$T^* = U \cdot T / L \quad \dots \dots \dots (2.45)$$

となる。一方、 $T = \infty$ とすれば、分散値は

$$R(0, \infty, t^*) = \sigma_u^2 \cdot \theta(\infty, t^*) \quad \dots \dots \dots (2.46)$$

$$\theta(\infty, t^*) = 2/t^* \cdot \{t^* - 1 + \exp(-t^*)\} \quad \dots \dots (2.47)$$

$$t^* = U \cdot \Delta t / L \quad \dots \dots \dots (2.48)$$

となる。上記の式(2.43)～式(2.48)から知られるとおり、 $R(0, T^*, 0)$ および $R(0, \infty, t^*)$ は、 $T = \infty$ 、 $\Delta t = 0$ に対する σ_u^2 を θ によって修正した形で表される。 $\Delta t = 0$ として、平均時間の変化を表す $\theta(T^*, 0)$ は、式(2.44)によって表されているように無次元平均時間 $T^* = UT/L$ の関数であり、 T^* の増大に伴って $\theta(T^*, 0)$ は1に漸増する。一方、 $T = \infty$ としてサンプリング時間の変化を表す $\theta(\infty, t^*)$ は、式(2.47)で表され、無次元サンプリング時間 $t^* = U \cdot \Delta t / L$ の関数であり、 t^* がゼロに接近するに従って $\theta(\infty, t^*)$ は1に漸増する。これらの関係を図2.38に示した。同図には、花房・藤谷³⁹⁾

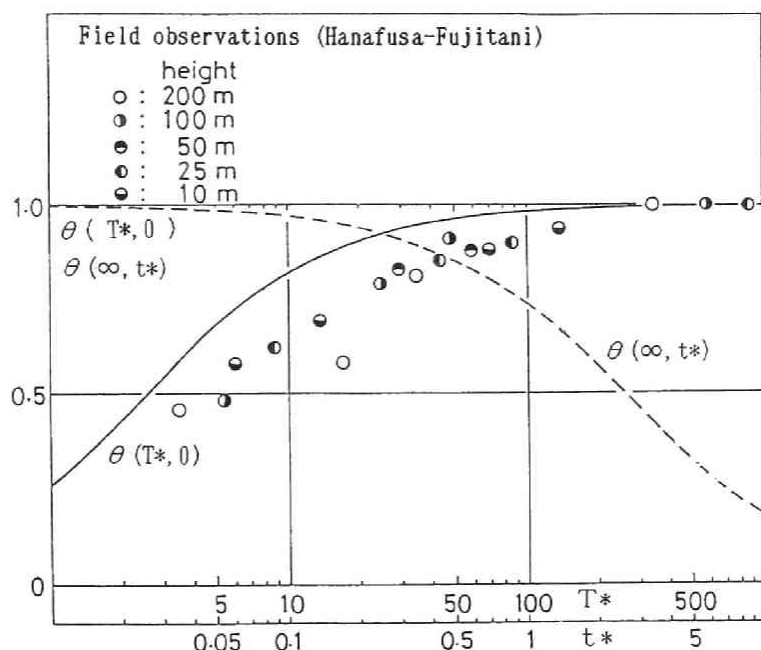


図2.38 主流方向変動風速の分散値に対する
観測時間およびサンプリング時間の依存性

による自然風の観測結果に基づいて整理した結果をプロットした。ここでの観測は、観測時間を1分、5分、10分と変化させて、自然風の主流方向成分の標準偏差に関して100分の観測時間に対する割合を求めたものであり、平均風速および乱れのスケールに関しては観測時間の変化による考慮が払われていない。

乱れの積分スケール L は自己相関関数より求められ、前述の式(2.42)より $\Delta t = 0$ に対して、乱れのスケールの観測時間による変化特性が次式によって表される。

$$L(T, 0) = L \cdot \left\{ 1 - 4 \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{1}{\{1 + (2\pi \cdot L \cdot n / U)^2\}} \cdot \frac{\sin^2(\pi \cdot n \cdot T)}{(\pi \cdot n \cdot T)^2} \cdot \cos(2\pi \cdot n \cdot \tau) \cdot dn \cdot d\tau \right\} \dots \dots \dots (2.49)$$

式(2.49)より、観測時間 T が小さくなるに従って、 $T = \infty$, $\Delta t = 0$ に対して定義された L より $L(T, 0)$ が小さくなることが知られる。

以上の点から、図2.38において、式(2.44)で表される実線は観測時間の上限を与えるものと考えられる。すなわち、観測結果は有限長のサンプリング時間間隔で読み取られたデータに基づいて計算されたものであり、また、時間を無次元化する際に用いた乱れのスケールは、ある基準とする観測時間内で求められた式(2.49)で表される $L(T, 0)$ を用いたことになる。したがって、観測結果は実線より小さく、かつ、右側へシフトした位置にプロットされたものと思われる。さらに、両者の相違点に関しては、用いたスペクトルの関数形および式(2.40)で表されたフィルター特性の近似精度の問題等が挙げられよう。

なお、Houbolt⁴⁹⁾は、データの低周波数域におけるノイズの問題を対象として、使用するハイパスフィルター特性により乱れのスケールが変化し、遮断周波数を大きくするに従って乱れのスケールが小さくなることを述べている。このことは、前述の平均時間の問題とも関連性を有するものであり、観測された自然風より各種の統計量を計算する際の問題点の1つと考えられよう。2.3.4の図2.23に各地で観測された乱れのスケールの高さ方向の分布特性が示されているが、各観測結果のばらつきが大きいことが認められる。また、図2.22には、各研究者によって実測データに基づいて求められた乱れのスケールと高さとの関係が示されているが、各々の結果はかなり相違している。この点に関しては、各観測地点の地形的要因、あるいは自然風のどのような現象を対象としているかによって大きな影響を受けたものと考えられるが、さらに各種統計量の統一した評価を行うためには、本節で述べた点に関しても十分考慮が払われるべきであろう。

2.6 結 語

構造物の架設地点における風速特性を現地観測で収集しようとするれば、長期間の観測システムを導入し、多額の経費と労力とを必要とする。また、気象条件によっては必ずしも有意なデータ

を得ることが保証されるものでもない。現地観測のデータが貴重であることは言及するまでもないが、前述の点等を考慮すれば、風洞実験はデータの再現性もあり、現地観測と平行して行うことにより、構造物の耐風設計を行う際の局地風としての風速特性を把握する上で有効な手段と考えられる。しかしながら、風洞実験によって現地自然風の特性を推定しようとする場合、相似則の問題、実験技術的な問題、および大気の一般的な風速特性に関する情報不足の問題等が残されているのが現状と考えられ、さらに、今後の研究成果に待つところが大きい。そこで、本研究では、現地観測と風洞実験との対応関係を比較検討し、風洞実験によって現地自然風の特性を推定する際の基礎的な資料とすることを目的としたものであるが、主として小鳴門橋上における自然風の観測結果に基づき、小鳴門海峡周辺の地形模型を使用した風洞実験を行い、局地風としての風速特性を調べた。

局地風としての特性を有する自然風の特性は、地形の影響を強く受け、特に、風向に大きく左右され、小鳴門橋上で観測された長時間のデータ、および観測日時の異なるデータの各 Run の解析結果は、ほぼ風向が同じと思われるデータ間の比較を行ったものであるが大きくばらつきが認められた。風向の可視化実験によれば、小鳴門橋の北岸に位置する標高 198.7m の大毛島及び南岸の標高 60.2m の大桑島に挟まれた観測地点では、他の地点と異なり、主流風向がかなり異なる場合においても、気流はほぼ水路に沿って流れることが認められた。このことは、自然風の観測地点では風向に大きな差が認められないデータ間においても主流風向はかなり異なっている可能性を示すものであり、各データ間で周辺地形の影響の受け方が異なることに起因して、各観測結果にばらつきが認められる 1 つの原因と考えられよう。また、各種統計量を計算する際の平均時間に関して若干の検討を加えたが、自然風の乱れ成分を対象とする場合には、平均風速および乱れのスケールを考慮した無次元時間（平均時間×平均風速／乱れのスケール）によって評価されるべきであり、自然風の非定常性の問題とも関連するが、各種統計量を計算する際の無次元平均時間に関する統一した評価方法を考える必要がある。

自然風の現地観測の結果と風洞実験の結果とを対比して考えれば、地形模型に作用させる気流状態を海上風としての特性を与える方法としてアルミ平板で作製した乱流境界層発生装置を使用し簡便的な方法を採用していること、さらに、使用した地形模型は鉛直方向と水平方向との縮尺が 1/1000、1/3000 である変形模型であること等今後の課題と考えられる問題点を有しているが、構造物の耐風設計上考慮される気流の各種統計量に関して、自然風の局地的な特性を風洞実験を行うことにより、ある程度の精度で推定されることがわかった。

参 考 文 献

- 1) 岡南博夫・白石成人・宇都宮英彦：小鳴門橋架設地点の気流に関する実測と風洞実験の比較，土木学会第 34 回年次学術講演会講演概要集第一部，pp. 565～566，1979.
- 2) 白石成人・松本勝・岡南博夫：小鳴門橋架設地点における風の特性に関する実験的研究，昭和 54 年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要集，1-27，1979.

- 3) 岡南博夫：小鳴門海峡周辺の風速特性に関する実験的研究，大阪府立工業高等専門学校研究紀要，第15巻，pp. 97～107，1981.
- 4) 井上栄一：地表風の構造，農業技術研究所報告，A，第2号，pp. 1～93，1952.
- 5) 根本茂：自然風を対象とした風洞実験の相似則，航空学会誌，第11巻，第116号，pp. 272～278，1963.
- 6) 光田寧，森征洋：鳴門海峡付近の風の特性の実験的研究，構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム論文集，pp. 45～52，1974.
- 7) 松本勝：箱形断面を有する土木構造物の耐風性に関する基礎的研究，京都大学提出博士学位論文，1972.
- 8) 小西一郎他：小鳴門橋の耐風性に関する調査研究報告書，徳島県，京都大学工学部土木工学教室橋梁研究室，徳島大学工学部建設工学教室土木設計学研究室，No. 1～No. 5，1973～1977.
- 9) Scanlan, R. H. : Recent methods in the application of test results to the wind design of long suspended-span bridges, Princeton University, Prepared for Federal Highway Administration, October, 1975.
- 10) Davenport, A. G. : The relationship of wind structure to wind loadings, in Proceedings of a Conference on Buildings and Structures, National Physics Laboratory, Great Britain, pp. 54～83, 1963.
- 11) 塩谷正雄：強風の乱流構造，構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム論文集，pp. 9～18，1974.
- 12) 白石成人・松本勝他：斜張橋の耐風性に関する研究（その3），京都大学工学部土木工学教室橋梁研究室，昭和54年度阪神高速道路公団委託研究研究成果報告書，1980.
- 13) 小西一郎・白石成人・松本勝他：自然強風の耐風工学的特性の調査研究，阪神高速道路公団，防災研究協会昭和49年度報告書，1975.
- 14) 渡部孝 中瀬敬之・福富純一郎：大気拡散モデル実験に関する研究（大気境界層中の山近傍の流れ），徳島大学工学部研究報告，No. 20，pp. 41～47，1975.
- 15) 光安信・平城直治：壁面から突起した三角形断面の後流渦について，九州大学応用力学研究所報，第32号，pp. 1～11，1969.
- 16) 岡内功・伊藤学・宮田利雄：耐風構造，丸善株式会社，pp. 66～69，1977.
- 17) 日野幹雄：強風のスペクトル，構造物の耐風性に関する第1回シンポジウム論文集，pp. 65～69，1970.
- 18) Davenport, A. G. : The spectrum of horizontal gustiness in high winds, Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 87, pp. 194～211, 1961.
- 19) Simiu, E. : Wind spectra and dynamic alongwind response, Journal of the Structural Division, ASCE, Vol. 100, No. ST9, Sept. pp. 1897～1910, 1974.

- 20) 前田潤滋・足立一雄・牧野稔：強風時間変動風速の空間構造に関する考察，第6回風工学シンポジウム論文集，pp.17～24，1980.
- 21) 吉田一他：超高鉄塔の耐風に関する研究，構造物の耐風性に関する第4回シンポジウム論文集，pp.223～230，1976.
- 22) 前田潤滋・足立一雄・牧野稔：強風時平均流方向変動風速の水平横方向の空間構造に関する研究，第7回風工学シンポジウム論文集，pp.9～14，1982.
- 23) 花房龍男・藤谷徳之助：筑波気象観測鉄塔で観測された強風について，第6回風工学シンポジウム論文集，pp.9～16，1980.
- 24) 土木学会・本州四国連絡橋耐風研究小委員会：本州四国連絡橋の鋼上部構造・耐風・耐震に関する調査研究，昭和49年度本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書，1975.
- 25) 光田寧・塚本修・岩谷祥美：強風時の空間的な乱流構造について，第17回自然災害科学総合シンポジウム論文集，pp.83～84，1980.
- 26) 田中洋：自然強風の耐風工学的特性に関する基礎的研究，京都大学修士論文，1975.
- 27) 白石成人・松本勝他：斜張橋の耐風安定性に関する研究（その3），昭和54年度阪神高速道路公団委託研究研究成果報告書，京都大学工学部土木工学教室橋梁研究室，防災研究協会，1980.
- 28) Harris, R. I. : The nature of the wind, Paper No.3 in the Modern Design of Wind-Sensitive Structures, Proc. of Seminar June 1970 in London, Published by Construction Industry Research and Information Ass'n, London, pp.29～55, 1971.
- 29) Teunissen, H.W.:Characteristics of the Mean Wind and Turbulence in the Planetary Boundary Layer, Inst. for Aerospace Studies, Univ. of Toronto, UTIAS Review No. 32, 1970.
- 30) Rice, S.O.:Mathematical analysis of random noise, Bell System Technical Journal, Vol. 23, No.3, July, pp. 282～332, 1944, and Vol.24, No.1, Jan, pp. 46～156, 1945.
- 31) Chen, W.Y. :Application of Rice's exceedance statistics to atmospheric turbulence, AIAA Journal, Vol.10, No.8, pp.1103～1105, 1972.
- 32) Pi, W.S. and Hwang, C.:A non-Gaussian gust model for aircraft response analysis, AIAA Journal, Vol.16, No.7, pp.641～642, 1978.
- 33) Reeves, P.M., Campbell, G.S., Ganzer, V.M. and Joppa, R.G. : Development and application of a non-Gaussian atmospheric turbulence model for use in flight simulators, NASA Contractor Report, NAS CR-2451, 1974.
- 34) 岡南博夫：試作低速風洞について，大阪府立工業高等専門学校研究紀要，第14巻，pp.47～55，1980.
- 35) Laneville, A., Parkinson, G. V. : Effects of turbulence on Galloping Bluff

- Cylinders, Proceedings of the Third International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, Tokyo, Japan, Saicon Co. Ltd., Tokyo, Japan, pp.787~797, 1971.
- 36) Lee, B.E. : Some effects of turbulence scale on the mean forces on a bluff body, Journal of Industrial Aerodynamics, 1, pp.361~370, 1975/1976.
- 37) 桂順治: 流れ方向に細長い長方形断面2次元模型の格子乱流中における風圧分布, 第24回応用力学連合講演論文抄録集, pp.85~92, 1974.
- 38) 中村泰治・大屋裕二・渡辺公彦: 直方体の空力特性に及ぼす乱れの強さおよびスケールの影響, 第7回風工学シンポジウム論文集, pp.91~98, 1982.
- 39) 花房龍男・藤谷徳之助: 強風時の境界層の構造について, 第7回風工学シンポジウム論文集, pp.15~22, 1982.
- 40) Houbolt, J.C. : Atmospheric turbulence, AIAA Journal, Vol.11, No.4, pp.421~437, 1973.

第3章 準定常空気力理論における乱流成分の取り扱いに関する一考察^{1)~6)}

3.1 概説

長大構造物の耐風設計に際して、風洞を利用した方法が一般に採用されるが、従来、風洞気流を一樣流とした実験が行われることが多い。これは、風洞実験的に長大構造物の空力現象を一樣流中と乱流中とで比較すれば、一般に、ガスト応答問題以外は乱流中における空力現象が構造物にとって安全側になるという経験的な結果に基づくものと考えられる。また、自然風を風洞内に精度良くシミュレートすることの実験技術的な問題、気流の相似則の問題、および自然風の乱流構造に不明な点が多いことなど、風洞内の乱流中の空力現象から自然風中における空力現象を推測することには、なお多くの問題を有していることに起因するものであろう。しかしながら、一樣流中と比較して乱流中における空力現象が安全になるということは必ずしも保証されたものではなく、合理的で信頼性の高い耐風設計を行うためには、空力現象に及ぼす乱れの影響を正しく把握する必要があるものと考えられる。

さて、従来報告されている研究によれば、充腹構造断面に作用する空気力は乱れの影響を大きく受けることが指摘されている。Laneville・Parkinson⁷⁾、宮田・山田⁸⁾、Novak・Tanaka⁹⁾らは静的空気力係数に及ぼす乱れの効果を風洞内に発生させた格子乱流によって実験的に調べ、宮田他⁸⁾は、特に、乱れのスケール（積分スケール）、と断面側面圧との関係に注目し、乱れの効果として側面圧の回復が促進されること等を指摘した。断面周辺圧力分布に及ぼす乱れの効果に関しては、多くの研究結果が認められるが、桂¹⁰⁾によれば、風圧分布の相違は流れの形態の相違によって生ずると考え、主流に含まれる乱れは、それ自身による連行作用と、剥離流を刺激してその乱れを促進しその乱れによって生ずる連行作用との2つの過程に関与していると結論づけた。また、長方形断面を有する2次元模型に種々の格子乱流を用い風圧分布を測定することによって、平板では背圧が下降し、角柱では背圧が上昇するという現象に対し、板のように流れに平行な面が短いものは剥離流の乱れ、および主流の乱れによって死水領域の空気が連行され背圧は下がり、一方、流れに平行な側面がある程度長い場合には、側面圧は下降するものの再付着が容易となり背圧が上昇するとの結論を得ている。上述の研究は2次元模型を使用したものであるが、中村・大屋・渡辺¹¹⁾によれば、3次元的な直方体に関し、時間平均背圧値に及ぼす乱流効果に対し特に乱れのスケール比の影響を格子乱流中で実験的に調べ、時間背圧値が直方体の幾何学的な軸長比と共に乱れの強さ、および乱れのスケールの影響を強く受けることが報告された。また、乱流効果が乱れのスケールのある限られた範囲に制限されるとの結論を得ており、前述の桂によっても乱れのスケール効果に関する考察が加えられ、断面寸法（矩形断面の流れに対する見附け幅）の40倍以上の波長の変動成分は連行効果に関与しないということが報告された。以上は、メカニズムあるいは現象論的な研究と考えられるが、乱れの効果を考慮したギャロッピング応答を評価する方法論的な研究として、Novak・Tanaka⁹⁾、Novak¹²⁾の研究が挙げられる。この研究は、変

動風中で風洞実験的に測定した2次元模型の静的空気力係数をギャロッピング振動の解析に適用し、変動風中における構造物のギャロッピング振動を推定する方法を提案したものであり、高層構造物のギャロッピング振動を解析する場合に、平均風速の高度方向の分布特性、および構造物の振動モードを考慮し、ある代表点における乱れの特性を風洞内に格子乱流でシミュレートさせ、その中で測定される2次元模型の静的定空気力係数を構造物全体で一定として採用した応答解析を行っている。なお、この方法の問題点としては、高層構造物の解析を行う際に、乱流構造の高度方向の空間分布特性を考慮し難いという点であろう。

空気力に及ぼす乱れの効果に関する研究は、上述以外にも数多く行われており次第にそのメカニズムが明らかにされつつあるものと思われる。本章においては、静止した構造断面に作用する空気力に及ぼす気流の乱れの効果に関して、気流変動を簡単なモデル化を行うことにより考察評価した。すなわち、一般的には、Bearman¹³⁾の研究に見られるように物体の存在によって物体周辺気流の乱れの特性は変化するものと考えられるが、ここでは、気流に含まれる乱れは気流中に存在する物体によって変化せず、かつ、ゆっくり変化するものと仮定し、さらに乱流中においてもスパン方向のストリップ部の空気力は、一様流中における2次元実験で求められた静的空気力係数が利用できるものと仮定し、乱流効果としては、断面領域で空間的に平均された鉛直方向変動成分に起因した相対迎角の時間変動の形で表されるものであり、一様流中における静的空気力係数の迎角に関する非線形性、および鉛直方向変動風速成分の大きさに応じてその効果を評価した。ギャロッピングの発生する構造断面は、一般に非流線型で物体に作用する流れは剥離を伴った流れとなり、また後流に周期的な渦いわゆる Karman 渦を放出することが知られている。このような断面は主流に含まれる乱れの影響を敏感に受けることは、前述の従来の研究によって報告されているとおりであり、乱流中の静的空気力が一様流中の結果とかなり異なる。そこで、ここでは、構造物の空力特性に及ぼす気流の乱れの効果を評価するための第一段階として、比較的振動発生メカニズムの知られているギャロッピング現象に及ぼす気流の乱れの効果に関して、前述のような評価を試みたものである。また、主流方向、および水平方向変動風速成分の準定常的な効果に関する若干の考察を行い、さらに、高さ方向に変動特性が変化する気流の作用を受ける高層構造物に発生するギャロッピング振動の解析法を述べた。なお、本章では、乱流効果として、準定常的な効果のみに限定した評価を行い、後章において準定常評価の適用限界の問題、および主流方向に周期的に変動する気流中における時間平均空気力に関する風洞実験結果より、平均空気力に及ぼす乱流効果等を考察する。

3. 2 静的空気力係数に及ぼす準定常的乱れの効果

準定常空気力理論に基づいたギャロッピングの解析を行う際に、静的空気力係数は基本的なデータとして利用される。本節では、静止した構造断面に作用する空気力に及ぼす乱れの効果に関して気流変動を簡単なモデル化を行うことにより考察した。すなわち、気流に含まれる乱れは、気流中に存在する物体によって変化せず、準定常的な考察が可能な程度にゆっくりした変動成分

を考えるものとする。このことは、気流の乱れのスケールが構造断面のスケールより相当大きいことを仮定するものであるが、これは、実測された自然風の風速変動のパワーが低周波数成分が大きく、高周波数成分が極めて小さいという経験的な結果に基づくものである。なお、従来の風洞実験的な研究で知られているように、乱れのスケールが構造断面のスケールと同程度の場合には、接近流の乱れの増幅あるいは減衰作用といった現象が存在し、このような問題は、流れの再付着あるいはアフターボディーの問題と共に今後の研究に待つところが大きい。

3. 2. 1 周期的変動流中における静的空気力係数

図3. 1に示すように断面幅 $2b$ の構造断面が主流方向に対して α (頭上げを正) なる迎角で設置され、鉛直方向変動風速 $w(x, t)$ が式 (3. 1) のように周期的変動で表されるものとし、これが主流風速に付加して構造断面に作用するものとする。

$$w(x, t) = w_0 \cdot \sin \{ \omega \cdot (t - x/U) \} \quad \dots \dots \dots (3. 1)$$

ただし、 w_0 : 振幅、 ω : 円振動数、 t : 時間、 U : 平均風速、
 x : 断面中心を原点とする主流方向の位置を表す座標。

ここで、 $w(x, t)$ は空間的、時間的に変化するものであり、これを式 (3. 2) に示すように断面幅 $2b$ の領域で空間平均をとり、これを \bar{w} と表す。

$$\bar{w} = \frac{1}{2b} \cdot \int_{-b}^b w_0 \cdot \sin \{ \omega \cdot (t - x/U) \} \cdot dx = \frac{\sin k}{k} \cdot w_0 \cdot \sin(k\tau) \quad \dots (3. 2)$$

ただし、 α は微小であるものとし、 k は換算振動数 ($= b \cdot \omega / U$)、
 τ は無次元時間 ($= U \cdot t / b$) とする。

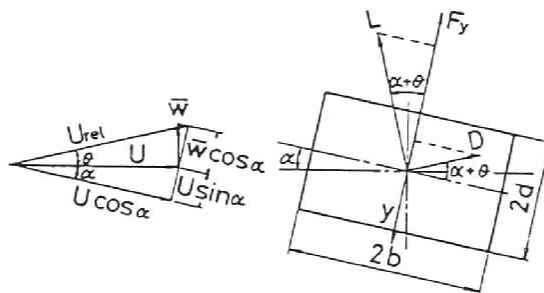


図3. 1 風速成分および空気力成分

ある時刻における変動風速成分に起因する相対風速 U_{rel} を \bar{w}/U が微小であると見なし，
図3. 1のように近似的に表すものとすれば，

$$U_{rel} = \frac{\cos \alpha}{\cos(\alpha+\theta)} \cdot U \quad \dots \dots \dots (3. 3)$$

構造断面の迎角は初期設定迎角 α と変動風速に起因する相対迎角 θ とよりなり

$$\tan(\alpha+\theta) = \tan \alpha + \bar{w}/U \quad \dots \dots \dots (3. 4)$$

と表される．図3. 1に示すように y 方向（構造断面の側面と直交する方向）の変動空気を Fy^* と表せば，揚力 L と坑力 D とより

$$Fy^* = L \cdot \cos(\alpha+\theta) + D \cdot \sin(\alpha+\theta) \quad \dots \dots \dots (3. 5)$$

となる．ただし，スパン方向の単位長さ当りの空気を考えるものとする．ここで，次のような揚力係数 C_L ，坑力係数 C_D ，空気力（横力）係数 C_{Fy} を導入すれば，

$$C_L = \frac{L}{\rho \cdot b \cdot U^2} \quad C_D = \frac{D}{\rho \cdot b \cdot U^2} \quad C_{Fy} = \frac{Fy}{\rho \cdot b \cdot U^2} \quad \dots (3. 6)$$

式(3. 5)は，

$$Fy^* = \rho \cdot b \cdot U_{rel}^2 \cdot \{C_L \cdot \cos(\alpha+\theta) + C_D \cdot \sin(\alpha+\theta)\} \quad \dots \dots \dots (3. 7)$$

となる．ただし， ρ は空気密度である．式(3. 3)を式(3. 7)に代入することにより，

$$Fy^* = \rho \cdot b \cdot U^2 \cdot C_{Fy}^* \quad \dots \dots \dots (3. 8)$$

$$C_{Fy}^* = \{C_L + C_D \cdot \tan(\alpha+\theta)\} \cdot \sec(\alpha+\theta) \cdot \cos^2 \alpha = C_{Fy} \cdot \cos^2 \alpha \quad \dots (3. 9)$$

と表される．上式で， C_L ， C_D ， C_{Fy} は $\alpha+\theta=\alpha_s$ を静的迎角と考えた場合， α_s の関数となり，一様流中に置ける C_{Fy} が

$$C_{Fy} = \sum_{r=0}^S Ar \cdot \tan^r \alpha_s \quad \dots \dots \dots (3. 10)$$

のように高次多項式で表されるものとすれば，

$$C_{Fy}^* = \sum_{r=0}^S Ar \cdot \tan^r (\alpha+\theta) \cdot \cos^2 \alpha \quad \dots \dots \dots (3. 11)$$

となり、式(3.4)を式(3.11)に代入すれば、

$$C_{Fy} = \sum_{r=0}^s \left\{ \sum_{n=0}^r A_r \cdot \left(\frac{r}{n} \right) \cdot \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)^{r-n} \cdot \tan^n \alpha \right\} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \cdot \tan^{2m} \alpha \quad \dots \dots \dots (3.12)$$

となる。式(3.12)は無限項まで存在するが、 α が微小であるとして s 次までの近似をとれば、

$$C_{Fy} = \sum_{n=0}^s A_n \cdot \tan^n \alpha \quad \dots \dots \dots (3.13)$$

$$A_n = \sum_{r=n}^s A_r \cdot \left\{ \sum_{m=0}^n (-1)^m \cdot \left(\frac{r}{n-2m} \right) \cdot \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)^{r-n+2m} \right\} \dots \dots (3.14)$$

となる。ただし、 $\left(\frac{r}{n} \right)$ は2項係数である。

式(3.14)に含まれる \bar{w}/U は変動流の空間特性を考慮した相対迎角であり、式(3.2)より時間に関する周期関数となっている。したがって、時間的に変動する空気力 Fy^* は、式(3.8)、式(3.13)、式(3.14)より周期的変動流の高調波を含む周期的空気力であることが知られる。乱れに起因する構造物のガスト応答を対象とする場合は、空気力の変動成分が問題となるが、準定常空気力理論を適用した変動流中におけるギャロッピングタイプの自励振動を考える場合には、変動空気力そのものを対象とするのではなく、変動流中における定常空気力すなわち時間的に平均された空気力の迎角変化特性が重要な解析要素となる。そこで、変動空気力 Fy^* を時間的(周期的変動流の1周期 T で)に平均した空気力を Fy と表すと、式(3.8)より

$$Fy = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T Fy^* \cdot dt = \frac{\rho \cdot b \cdot U^2}{T} \int_0^T C_{Fy} \cdot dt \quad \dots \dots (3.15)$$

となり、空気力係数を時間的に平均することになる。これを \overline{C}_{Fy} と表すと、式(3.13)、式(3.14)と同様に与えられ、

$$\overline{C}_{Fy} = \overline{A}_n \cdot \tan^n \alpha \quad \dots \dots \dots (3.16)$$

$$\overline{A}_n = \sum_{r=n}^s A_r \cdot \left[\sum_{m=0}^n (-1)^m \cdot \left(\frac{r}{n-2m} \right) \cdot \left(\frac{w_0}{U} \cdot \frac{\sin k}{k} \right)^{r-n+2m} \cdot \left(\frac{b}{U \cdot T} \right) \cdot \int_0^{UT/b} \{ \sin(k \cdot \tau) \}^{r-n+2m} d\tau \right] \dots \dots \dots (3.17)$$

となる。式 (3. 17) の積分の項を

$$I_{r-n+2m} = \frac{b}{U \cdot T} \cdot \int_0^{UT/b} \{ \sin (k \cdot \tau) \}^{r-n+2m} \cdot d\tau \quad \cdots (3. 18)$$

と表せば、

$$\bar{A}_n = \sum_{r=n}^s A_r \cdot \sum_{m=0}^n (-1)^m \cdot \binom{r}{n-2m} \cdot I_{r-n+2m} \cdot \left(\frac{w_a}{U} \cdot \frac{\sin k}{k} \right)^{r-n+2m} \quad \cdots (3. 19)$$

となる。ここで、 $r-n+2m$ がゼロおよび偶数の場合に

$$I_{r-n+2m} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\Gamma \{ (r-n+2m+1)/2 \}}{\Gamma \{ (r-n+2m+2)/2 \}} \quad \cdots (3. 20)$$

であり、奇数の場合には、

$$I_{r-n+2m} = 0 \quad \cdots (3. 21)$$

である。ただし、 $\Gamma (\quad)$ はガンマ関数であり、次のように表される。

$$\Gamma (1) = 1, \quad \Gamma (1/2) = \sqrt{\pi}, \quad \Gamma (0) = \infty \quad \cdots (3. 22)$$

$$\Gamma (n+1) = n!, \quad \Gamma (n+1/2) = \sqrt{\pi} \frac{(2n)!}{(2^{2n} \cdot n!)} \quad \cdots (3. 23)$$

式 (3. 19) において、 A_r は一様流中で風洞実験的に求められた静的空気力係数を $\tan \alpha$ の s 次多項数で近似した際の r 次項の係数であり、周期的変動流中における定常空気力係数 C_F の n 次項の係数 \bar{A}_n は、鉛直方向変動風速成分の振幅 w_a と平均風速 U との比 w_a/U 、換算振動数 k 、および $A_n, A_{n+1}, \cdots A_s$ によって表されることが知られる。

3. 2. 2 不規則変動流中における静的空気力係数

前節では、変動風として周期的変動風を想定した気流中における定常空気力係数を求めた。本節においては、空間的および時間的に不規則に変動した気流中における定常空気力係数を求める。ここでも、変動風速成分は準定常的な考察が可能な程度に比較的ゆるやかに変動するものを考える。ただし、変動風速は正規分布するものとし、また、定常性とエルゴード性とを有する確率過程と仮定する。

空気力に及ぼす気流の乱れの効果に関して、乱れのいかなる成分の寄与が支配的であるかといった問題は議論されるところであるが、ここでは、鉛直方向成分を支配的な成分と見なすものであり、他の成分に関する準定常的效果については後節で考察する。

図3. 1に示した構造断面の領域(2b×2d)で空間的に平均した鉛直方向変動風速 \bar{w} に起因する相対仰角 \bar{w}/U を導入すれば、スパン方向のストリップ部の変動空気力係数 C_{Fy}^* は、前節の式(3. 13)、式(3. 14)と同様に与えられ、 C_{Fy}^* の期待値をとり、これを変動風中における定常空気力係数とすると、

$$E[C_{Fy}^*] \equiv \bar{C}_{Fy} = \sum_{n=0}^S \bar{A}_n \cdot \tan^n \alpha \quad \dots \dots \dots (3. 24)$$

$$E[A_n^*] \equiv \bar{A}_n = \sum_{r=n}^S A_r \cdot \left\{ \sum_{m=0}^n (-1)^m \cdot \binom{r}{n-2m} \cdot E\left[\left(\frac{\bar{w}}{U}\right)^{r-n+2m}\right] \right\} \quad \dots \dots \dots (3. 25)$$

となる。 \bar{w} が平均値ゼロの変動風速成分とすれば、 $E[(\bar{w}/U)^n]$ は n 次の中心モーメント m_n であり、さらに \bar{w} が正規分布するものと仮定すれば、次のようになり、

$$E[(\bar{w}/U)^{2i-1}] = m_{2i-1} = 0 \quad \dots \dots \dots (3. 26)$$

$$E[(\bar{w}/U)^{2i}] = m_{2i} = (2i-1)!! \cdot m_2^i = (2i-1)!! \cdot \bar{\sigma}_a^{2i} \quad \dots \dots \dots (3. 27)$$

ただし、 $(2i-1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (2i-1)$ 、 $i=1, 2, 3, \dots$ 、 $\bar{\sigma}_a^2$ は \bar{w}/U の分散値である。

したがって、 \bar{w}/U の高次モーメントが分散値 $\bar{\sigma}_a^2$ で表され、式(3. 25)は、

$$\bar{A}_n = \sum_{r=n}^S A_r \cdot \left\{ \sum_{m=0}^n (-1)^m \cdot \binom{r}{n-2m} \cdot \left\{ 2 \left(\frac{r-n+2m}{2} \right) - 1 \right\}!! \cdot (\bar{\sigma}_a^2)^{(r-n+2m)/2} \right\} \quad \dots \dots \dots (3. 28)$$

と表される。変動流中における静止構造断面の定常空気力係数(静的空気力係数)は、式(3. 24)と式(3. 28)とより、気流の乱れの特性としての $\bar{\sigma}_a^2$ を考慮することにより一様流中の静的空気力係数を修正した形で求められる。

さて、次に \bar{w}/U の分散値 $\bar{\sigma}_a^2$ に関して述べる。構造断面が平板状で $2d \neq 0$ と見なすことのできる場合は、前節で述べた周期的変動流の空間平均した分散値が、

$$\bar{\sigma}_w^2 = \frac{1}{2} w_0^2 \cdot \left(\frac{\sin k}{k} \right)^2 \quad \dots \dots \dots (3. 29)$$

のように表されることを考慮し、さらに不規則変動流に含まれる円振動数 ω なる周期成分の振幅 w_0 が片側パワースペクトル $S(\omega)$ 、および微小周波数帯域 $d\omega$ とにより

$$w_0 = (S(\omega) \cdot d\omega)^{1/2} \quad \dots \dots \dots (3. 30)$$

と表されるものとすれば、 $\overline{\sigma_a^2}$ は

$$\overline{\sigma_a^2} = \frac{1}{2b \cdot U} \cdot \int_0^\infty S(k) \cdot \left(\frac{\sin k}{k} \right)^2 \cdot dk \quad \dots \quad (3.31)$$

と表される。S(k) として、等方性乱流の理論で Dryden のスペクトルとして知られている

$$S(\omega) = \sigma_w^2 \cdot \frac{L}{\pi \cdot U} \cdot \frac{1 + 3(\omega \cdot L / U)^2}{\{1 + (\omega \cdot L / U)^2\}^2} \quad \dots \quad (3.32)$$

を利用すれば、

$$\overline{\sigma_a^2} = \Gamma \cdot \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{1}{\Gamma}\right) \right\} \cdot I_w^2 = \xi^2(\Gamma) \cdot I_w^2 \quad \dots \quad (3.33)$$

と表される。ただし、 σ_w^2 は鉛直方向変動風速成分の分散値、L は主流方向変動風速成分より求めた乱れのスケール（積分スケール）であり、 $I_w (= \sigma_w / U)$ は鉛直方向変動風速の乱れの強さ、 $\Gamma (= L / 2b)$ は乱れのスケールを断面幅で無次元化した無次元乱れのスケール（乱れのスケール比）である。

一方、充腹構造断面のように、ある時刻における変動流の空間特性を考慮する際、平均化する領域として断面領域程度を考える場合は、以下のような統計的手法を導入するものとする。すなわち、Davenport¹⁴⁾ が吊橋の自然風の乱れによるガスト応答を推定する際に変動風速の2点間の周波数別空間相関係数を指数関数的に近似して空力アドミッタンスを導入したが、ここでも同様の考えに基づき、基準点の変動風速より空間相関を考慮することにより \overline{w}/U を求めるものとする。ただし、風の変動特性は、構造断面の存在によって変化しないものとする。

Davenport による空間相関係数は、主流方向変動風を対象としたものであり、一様等方性乱流理論における縦方向相関係数に相当し、本研究で対象とする相対仰角に関する変動に対しては横方向相関係数を利用すべきである。しかしながら、ここでは形式の簡単な縦方向相関係数の形式を採用し、次のような指数関数で近似的に表すものとする。

$$R(f) = \exp \left\{ - \frac{\lambda \cdot f \cdot |x_1 - x_2|}{U} \right\} \quad \dots \quad (3.34)$$

ただし、f：周波数、x：位置を表す座標、λ：係数、U：平均風速

ここで、風速変動の空間相関特性を考慮して、

$$\begin{aligned} x^2(f) = & \frac{1}{(4b \cdot d)^2} \cdot \int_0^{2b} \int_0^{2b} \int_0^{2d} \int_0^{2d} \exp \left\{ - \frac{\lambda_x \cdot f \cdot |x_1 - x_2|}{U} \right\} \\ & \cdot \exp \left\{ - \frac{\lambda_z \cdot f \cdot |z_1 - z_2|}{U} \right\} \cdot dx_1 \cdot dx_2 \cdot dz_1 \cdot dz_2 \quad \dots \quad (3.35) \end{aligned}$$

を導入し、また、基準点の鉛直方向変動風速のパワースペクトル密度を $S_w(f)$ として \overline{w}/U の分散値 $\overline{\sigma_w^2}$ を

$$\overline{\sigma_w^2} = \frac{1}{U^2} \cdot \int_0^\infty X^2(f) \cdot S_w(f) \cdot df \quad \dots \dots \dots (3.36)$$

と表す。式(3.35)において、Davenport に従って $\lambda_x = \lambda_z = 7$ とし、また、 $2b = 2d$ の場合は、

$$X^2(k) = \left[\frac{2\pi^2}{49k^2} \cdot \left\{ \frac{7k}{\pi} - 1 + \exp\left(-\frac{7k}{\pi}\right) \right\} \right]^2 \quad \dots (3.37)$$

となり、パワースペクトルとして式(3.32)を利用すれば、

$$\overline{\sigma_w^2} = \xi^2(L) \cdot I_w^2 \quad \dots \dots \dots (3.38)$$

$$\begin{aligned} \xi^2(L) = & \frac{2}{\pi} \cdot L \cdot \int_0^\infty \frac{1 + 12L^2 \cdot k^2}{(1 + 4L^2 \cdot k^2)^2} \\ & \cdot \left[\frac{2\pi^2}{49k^2} \cdot \left\{ \frac{7k}{\pi} - 1 + \exp\left(-\frac{7k}{\pi}\right) \right\} \right]^2 \cdot dk \quad \dots \dots (3.39) \end{aligned}$$

と表される。ここに、 $\xi^2(L)$ は変動風速の空間補正係数であり、 L の関数となる。また、一般に式(3.32)で表されるスペクトルは、低周波数側で実測結果より大きく、高周波数側で小さくなることが知られている¹⁵⁾。そこで、実測結果とよく一致するとされている Karman 型スペクトルを利用すれば、 ξ^2 は次式で表される。

$$\begin{aligned} \xi^2(L) = & \frac{2}{\pi} \cdot L \cdot \int_0^\infty \frac{1 + 19.12L^2 \cdot k^2}{(1 + 7.172L^2 \cdot k^2)^{11/6}} \\ & \cdot \left[\frac{2\pi^2}{49k^2} \cdot \left\{ \frac{7k}{\pi} - 1 + \exp\left(-\frac{7k}{\pi}\right) \right\} \right]^2 \cdot dk \quad \dots \dots (3.40) \end{aligned}$$

式(3.38)、式(3.39)は、断面幅で無次元化した乱れのスケール L が与えられれば、 ξ^2 が求められる。したがって、ある基準点の乱れの強さ、および一様流中における静的空気力係数が与えられれば、式(3.24)、式(3.25)、式(3.28)、式(3.38)、式(3.39)より不規則変動流中における構造断面の定常空気力係数 C_{Fv} が求められる。高層構造物においては、静的空気力係数の鉛直方向の変化特性を必要とする場合が考えられ、このような場合には、前述の2つのスペクトルの形式が乱れの強さ、および乱れのスケールをパラメータとして表示されており、これらの鉛直方向の分布特性が決定されれば、 C_{Fv} の鉛直方向の変化特性が求められる。また、鉛直方向変動風速のパワースペクトルの関数形は自然風の実測データに基づいた種々の経験式が提案されているが、高度 z をパラメータとする Panofsky・McCormick のスペクトルを利用すれば、 ξ^2 は

$$\xi^2(\bar{z}) = \frac{4}{\pi} \cdot \bar{z} \cdot \int_0^\infty \frac{1}{(1 + (4/\pi) \cdot \bar{z} \cdot k)^2} \cdot \left[\frac{2\pi^2}{49k^2} \cdot \left\{ \frac{7k}{\pi} - 1 + \exp\left(-\frac{7k}{\pi}\right) \right\} \right]^2 \cdot dk \quad \dots (3.41)$$

ただし、 $\bar{z} = z/2b$

となり、空間補正係数 ξ^2 が断面幅 $2b$ で無次元化した高度 \bar{z} の関数として表される。したがって、式(3.38)より乱れの強さ I_w の鉛直方向の分布特性が与えられれば、 $\overline{\sigma_a^2}$ の鉛直方向の分布特性が求められ、式(3.24)、式(3.28)より、 $\overline{v_v}$ の鉛直方向の変化特性が決定される。なお、後節において、変動風中における高層構造物のギャロッピングの解析を行うが、その際、さらに、 $\overline{\sigma_a^2}$ の鉛直方向の分布特性に関して述べるものとする。

3.2.3 定常空気力に及ぼす主流方向および水平方向変動風速成分の準定常効果

気流の乱れは、一般に三次元ベクトル成分に分解して表される。これまでは、構造断面に働く空気力の仰角変化特性に影響を与える変動風速成分として鉛直方向成分(構造物の長手方向が主流と直交する水平方向の場合)を支配的成分と考え、準定常的效果として、一樣流中における空気力係数の仰角に関する非線形性に起因して乱れの影響が生ずることを述べた。ここでは、乱れの水平方向成分、および主流方向成分の空気力に及ぼす準定常的な影響について述べる。

主流方向変動風速は、構造物全体に作用する風速の時間変動と見なす場合、文献16)にも述べられているとおりギャロッピング振動に及ぼす影響は小さいものと考えられるが、まず、これまで述べた空気力係数に影響を与える鉛直方向変動風速に起因する相対仰角の分散値 $\overline{\sigma_a^2}$ が主流方向変動風速成分 $u(t)$ の存在によってどの程度の影響を受けるかといった点に関する簡単な推定を行う。

主流方向変動風速成分 $u(t)$ を考慮した $\overline{\sigma_a^2}$ は

$$\overline{\sigma_a^2} = E \left[\left(\frac{\bar{w}}{U+u} \right)^2 \right] = E \left[\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)^2 \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{u}{U} \right) + \left(\frac{u}{U} \right)^2 - \dots \right\}^2 \right] \quad \dots (3.42)$$

と表される。ただし、 U は平均風速である、ここで、風洞実験的せん断流に対して、主流方向変動風速成分 u と鉛直方向変動風速成分 w との共分散 $\overline{u \cdot w}$ が

$$\overline{u \cdot w} \doteq 0.15 (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \quad \dots (3.43)$$

ただし、 σ_u^2 、 σ_v^2 、 σ_w^2 はそれぞれu、v、wの分散値を表す。

程度であり、また、自然風に対しては、それよりさらに小さいと言われていることから¹⁷⁾、uとwとを無相関で、それぞれを正規分布するものと仮定すれば、式(3.42)は次式で表される。

$$\overline{\sigma_a^2} = E \left[\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)^2 \right] \cdot E \left[\left\{ 1 - \left(\frac{u}{U} \right) + \left(\frac{u}{U} \right)^2 - \dots \right\}^2 \right] \quad (3.44)$$

したがって、主流方向変動風速成分を考慮した $\overline{\sigma_a^2}$ は、考慮しない場合と比較して主流方向変動風速の乱れの強さの2次以上の高次微小項が付加される程度であり、大きな差はないものと考えられる。また、空気力は空気力係数と動圧とによって表されるが、主流方向変動風速成分を考慮した動圧の期待値は

$$E \left[\frac{\rho \cdot (U+u)^2}{2} \right] = \frac{\rho \cdot U^2}{2} \cdot \{ 1 + E \left[\left(\frac{u}{U} \right)^2 \right] \} \quad (3.45)$$

となり、 u/U の分散値だけ大きくなる。以上のことから、定常空気力に及ぼす主流方向変動風速成分の寄与は、準定常的評価に限れば、大きくはないものと思われる。

次に、水平方向変動風速成分の影響について述べるが、ここでも準定常的取扱いができる程度のゆっくりした変動を考えるものとし、変動風の水平成分を水平傾斜角と対応づけて考える。

図3.2に示すように鉛直方向変動風速成分、および水平方向変動風速成分に起因する相対仰角をそれぞれ θ 、 ψ と表せば、(ただし、 \bar{w} 、 \bar{v} はそれぞれ構造断面の領域における空間平均をとったものとする)相対風速 $U_{t,rel}$ は

$$U_{t,rel} \cong \frac{\cos \alpha}{\cos(\alpha + \theta) \cdot \cos \psi} \cdot U \quad (3.46)$$

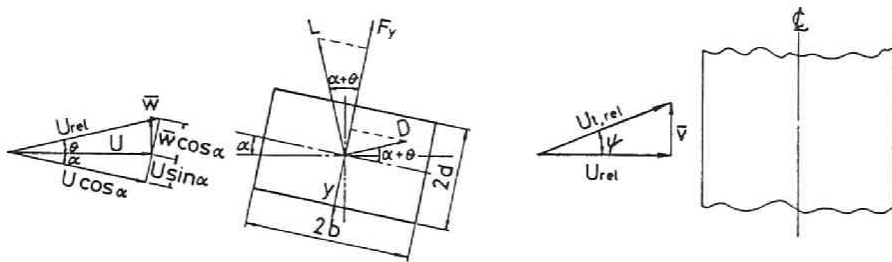


図3.2 変動風速に起因する相対迎角

と表され、したがって時間的に変動する空気力 Fy^* は、式(3.7)における U_{rel} を $U_{t,rel}$ で置き換えることにより、

$$Fy^* = \rho \cdot b \cdot U^2 \cdot \{ C_L + C_D \cdot \tan(\alpha + \theta) \cdot \cos\psi \} \cdot \sec(\alpha + \theta) \cdot \cos^2\alpha \cdot \frac{1}{\cos^2\psi} \quad \dots\dots\dots (3.47)$$

となる。ここで、 $\cos\psi$ を $\tan\psi$ の形で展開し、図3.2より

$$\tan^2\psi = \frac{\cos^2(\alpha + \theta)}{\cos^2\alpha} \cdot \left(\frac{\bar{v}}{U} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (3.48)$$

なることを考慮すれば、式(3.47)は近似的に次式で表される。

$$Fy^* \doteq \rho \cdot b \cdot U^2 \cdot \left[C_{Fy^*} \cdot \left\{ 1 + \frac{\cos^2(\alpha + \theta)}{\cos^2\alpha} \cdot \left(\frac{\bar{v}}{U} \right)^2 \right\} - \frac{1}{2} C_D \cdot \sin(\alpha + \theta) \cdot \left(\frac{\bar{v}}{U} \right)^2 \right] \quad \dots\dots\dots (3.49)$$

ただし、 $\tan^4\psi$ 以上の高次項を無視し、 C_{Fy^*} は次式で表されるものとする。

$$C_{Fy^*} = \{ C_L + C_D \cdot \tan(\alpha + \theta) \} \cdot \sec(\alpha + \theta) \cdot \cos^2\alpha \quad \dots\dots\dots (3.50)$$

上式において、 C_L 、および C_D が水平傾斜角 ψ に依存せず、 ψ に関して一定であると仮定される場合には、 Fy^* の期待値は近似的に

$$E[Fy^*] \doteq \rho \cdot b \cdot U^2 \cdot \left[\bar{C}_{Fy^*} \cdot \left\{ 1 + E \left[\left(\frac{\bar{v}}{U} \right)^2 \right] \right\} - \frac{1}{2} \bar{C}_D \cdot \tan\alpha \cdot E \left[\left(\frac{\bar{v}}{U} \right)^2 \right] \right] \quad \dots\dots\dots (3.51)$$

となる。ただし、 \bar{v} と \bar{w} とは正規分布し無相関とする。また、 \cos 、 \sin を \tan の形で展開し、 \tan 、 \bar{v}/U 、 \bar{w}/U に関する4次以上の高次項を無視した、 \bar{C}_{Fy^*} は C_{Fy^*} の期待値である。

以上、式(3.51)より知られるように、一様流中の揚力係数 C_L 、および抗力係数 C_D が ψ によって変化しないものとすれば、水平方向変動風速成分の効果は、鉛直方向変動風速成分のみを考慮した空気力係数と比較して、 (\bar{v}/U) の分散値程度の影響を及ぼすものであり大きな影響を与えない。しかしながら、一様流中における空気力係数が水平傾斜角によって変化し、 ψ に関する非線形性が顕著に表れる場合には、準定常的鉛直方向変動風速成分の効果と同様に水平方向変動風速成分に関しても定常空気力に及ぼす準定常的乱れの効果が予測されるであろう。

一般に、構造物の耐風設計の面から、空気力係数は水平傾斜角がゼロの状態で測定され、構造

断面の水平傾斜角に関する変化特性を調べた実験データは多くは認められない。松本¹⁸⁾は、ゲルバートラス橋の空気力に及ぼす水平傾斜角の変化特性を風洞実験的に調べ、抗力は必ずしも水平傾斜角がゼロにおいて最大値をとるものではなく、ある角度において極大値をとるという結果を報告している。また、Skarecky¹⁹⁾はギャロッピング振動に及ぼす水平傾斜角の影響を調べるため、D形断面の静的空気力係数の水平傾斜角に関する変化特性を表面圧力分布より求めている。これらの結果によれば、横力係数は水平傾斜角がゼロの近傍においては水平傾斜角によって大きな変化を受けないようであるが、SkareckyによるD形断面の結果は、法線方向の空気力係数は水平傾斜角によって大きく影響を受けることが認められる。また、横力係数も迎角の値によって水平傾斜角の影響が異なることが示されている。したがって、断面形状によっては、水平傾斜角の影響を強く受ける場合も考えられ、特に、断面幅に比較してスパン長の小さい三次元的構造物を対象とする場合には、空気力係数は鉛直傾斜角（迎角）と共に水平傾斜角の影響を強く受けるであろう。このようなことから、三次元構造物に働く空気力に関する乱れの効果は、準定常効果として、鉛直方向変動風速成分と水平方向変動風速成分との2成分の影響が表れ、二次元的構造物に対するものより大きくなることが推測される。なお、文献9)によれば、二次元模型と三次元模型との空気力係数に及ぼす乱れの効果が比較されているが、二次元模型の結果より三次元模型の結果が乱れの効果の大きいことが認められる。

3. 2. 4 計算結果と実験結果との比較および考察

(1) 空間補正係数

図3. 3は、空間補正係数 ξ^2 と乱れのスケール、および高度との関係を示すものであり、破線で示した曲線は式(3. 39)、実線は式(3. 40)をそれぞれ数値積分により求めたもので、断面幅 $2b$ で無次元化した乱れのスケールに関する変化特性を示している。また、一点鎖線は式(3. 41)を数値積分により求めたもので、断面幅 $2b$ で無次元化した高度の変化特性を示す。破線で示したDrydenのスペクトルより求めた結果は、スペクトルの高周波数成分の寄与によりKarmanのスペクトルから求めた結果より全体に大きくなっている。同図より、無次元化した乱れのスケール Γ が大きくなるに従って、 ξ^2 は Γ の変化に対して敏感でなくなり、一方、 Γ が小さくなるに従って Γ の変化を敏感に受けるようになることが知られる。このことは、静的空気力係数に及ぼす乱れの影響の大きさを表すパラメータ σ_a が ξ と鉛直方向変動風速成分の乱れの強さとの積で表されることを考慮すれば、 Γ が大きい変動風では、静的空気力係数は乱れのスケールの変化に対して大きくは影響されず、乱れの強さの影響が大きいことを示している。一方、 Γ が小さい変動風に対しては、乱れのスケールの変化も静的空気力係数に相当の影響を与えることを示すものである。また、Ranofsky・McCormickのスペクトルより求めた結果は、無次元高度 \bar{z} が大きくなるに従って ξ^2 が \bar{z} の変化に敏感でなくなることを示している。

図3. 4は、正方形断面 ($2b=2d$) と平板 ($2d=0$) に対して、Drydenのスペクトルから求めた ξ^2 の Γ に関する変化特性を示す。長方形断面に対しては、実線で示した平板の結果と

破線で示した正方形断面の結果との中間の特性を示すものと考えられる。

(2) 静的空気力係数

図3. 5は正方形断面を対象とした静的空気力係数の迎角変化特性を示すものであり、プロットした実験結果は宮田・宮崎・山田⁸⁾、および Laneville・Parkinson⁷⁾ によるものである。同図における $\overline{\sigma}_a^c = 0$ の太い実線は、一様流中における実験結果より最小2乗法を適用して求めた一様流中における静的空気力係数の近似曲線である。図中に示すように、 $\tan \alpha$ に関して11次の多項式であり、奇数次の項のみで表される奇関数である。 $\overline{\sigma}_a^c = 0.0014$ 、 $\overline{\sigma}_a^c = 0.0026$ の曲線は、それぞれ実験時の風洞気流の乱れの影響を考慮して求めた変動流中における静的空気力係数の迎角変化特性を示すものである。これらの曲線は、前節で述べた方法に従って一様流中における結果を修正して求めたものである。図から知られるように、乱れの効果として、

ピーク値が低減しピークを示す迎角が迎角の小さい方へシフトしている。このような傾向は、実験結果が示す傾向と一致するものである。しかしながら、問題点として、迎角の大きい領域で実験結果との差が大きくなり、また、ピークを示す迎角のシフトが実験結果ほど大きく表れていない。これらの問題点に関して考えられることは、まず、迎角の大きい領域においては、一様流中における静的空気力係数の近似関数の精度が悪いという点が考えられる。また、ピーク値近傍の一様流中における静的空気力係数の近似曲線が実験結果の示す特性を精度良く表していない。すなわち、ピークをとる迎角近傍では、断面上流側隅角部で剥離した気流が側面に再付着し、静的空気力係数が急変する特性を示すが、近似曲線を表す多項式では、そのような急変する迎角変化特性を表すことが容易でない。以上は、近似関数の精度に起因した問題であり、この点に関しては、区分的な近似関数と変動風速を時間領域で表示したシミュレーション法とを利用することにより、さらに実験結果との詳細な検討を後で行うものとし、以下においては、従来報告されて

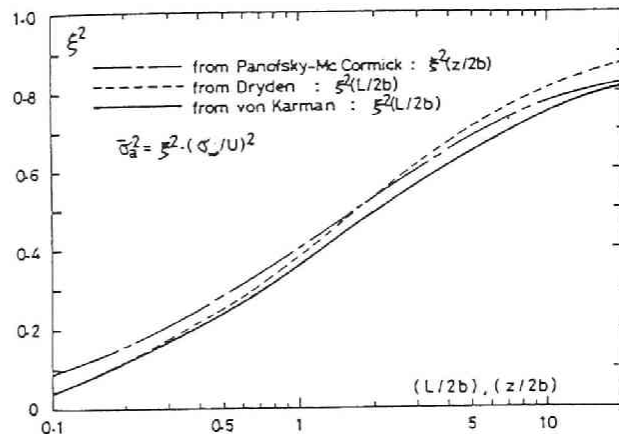


図3. 3 空間補正係数のスペクトルの形状による相違

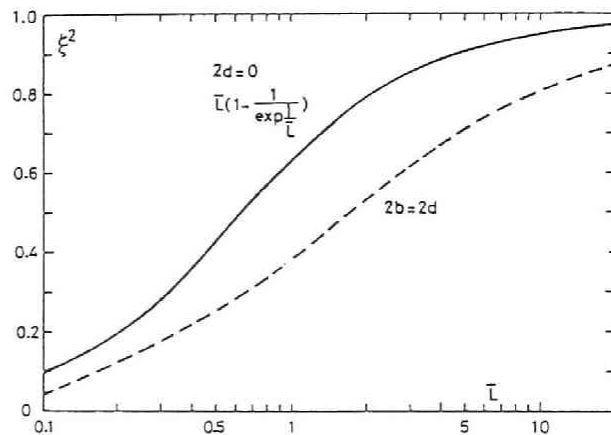


図3. 4 平板と正方形断面に対する空間補正係数

いる研究結果を参考として、ここで得られた結果と実験結果との相違に関して若干の考察を行う。

充腹構造断面のように坑力成分が大きい場合には、静的空気力（横力）係数に及ぼす坑力係数の変化特性が大きく寄与することになる。特に、平均風速方向の側面に比較して、平均風速と直交する前面が大きくなるに従って坑力係数の影響は大きくなるものと考えられる。このような断面を対象とする場合には、Bearman¹³⁾の研究に見られるような坑力に及ぼす乱れのスケール効果を考慮する必要がある。Bearmanの研究結果は、変動風に起因する正方形平板に作用する変動坑力のパワースペクトルは、乱れのスケールが小さくなるに従って低周波数側の値が小さくなる傾向を示している。このような傾向は、乱れのスケールが小さくなるに従って、物体の存在に起因した接近流の乱れの変形が大きくなるものと考えられる。したがって、本研究における基本仮定は乱れのスケールが断面寸法に比較

して大きい場合に成立することが推測される。また、Novak・Tanaka⁹⁾の研究によれば、図3.6に示すように上流側前面に注目したD形断面の空気力に及ぼす乱れの効果が知られるが、乱れのスケールの小さい変動流における坑力係数が小さくなり乱れの効果が大きいことが認められる。一方、揚力係数は、 $\alpha \approx 40^\circ$ までの領域では乱れのスケールが大きい方が乱れの効果が大きいことが示されている。以上の点から判断すれば、乱れのスケールが小さい場合、特に乱れのスケールと断面寸法との比が1より極めて小さい場合に

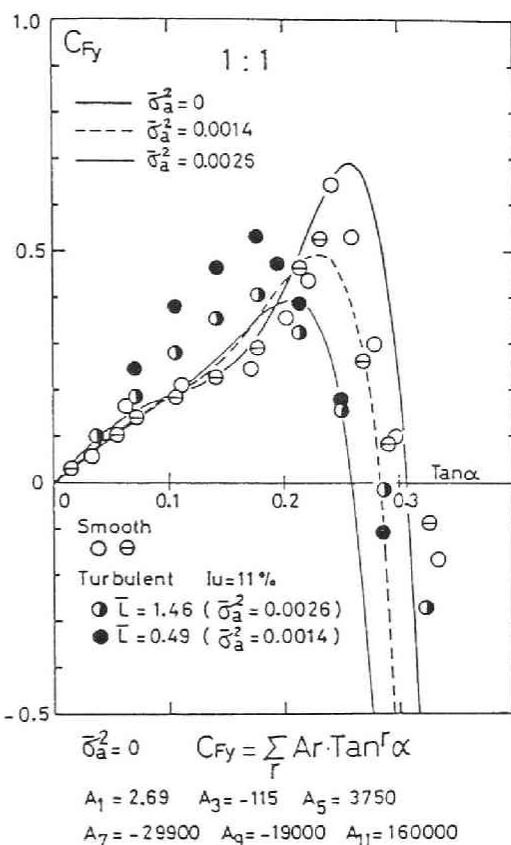


図3.5 静的空気力係数の実験結果^{7), 8)}と計算結果との比較

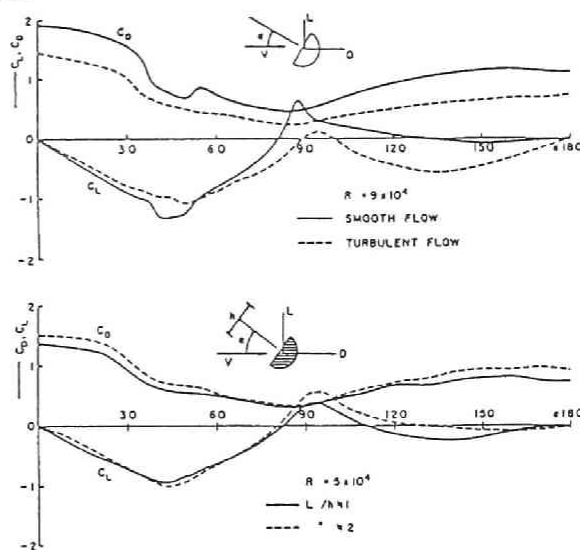


図3.6 D形断面の揚力係数および坑力係数
気流変動特性による比較⁹⁾

は、抗力係数の低減効果が顕著となり、変動流中の定常空気力係数に及ぼす乱れの効果として、一様流中の空気力係数の迎角に関する非線形性に起因するとする準定常的アプローチに関しては限界が生ずるものと考えられる。図3. 5に示す黒丸印でプロットした実験結果は断面幅で無次元化した乱れのスケールが 0.49 に対する結果であり、計算結果との差が大きくなっている。この原因として、乱れのスケールが小さいことによる前述の問題点等が考えられるが、さらに、変動風速成分に起因して隅角部より発生する剥離渦との関連性等に関しては後章で考察する。なお、図3. 7、図3. 8は、Skareckyの研究結果を示すものであり、D形断面の一様流中における横力係数 C_{Fy} と法線方向空気力係数 C_{Fx} との迎角変化特性に及ぼす水平傾斜角 (Yaw angle) の影響を示したものである。この図より知られるように、空気力係数は迎角に関して非線形性を有すると共に、水平傾斜角に関しても非線形性を示している。この点に関しては、前節で述べたとおりであり、鉛直方向変動風速成分と同様に水平方向変動風速成分に関する準定常的效果の生ずる可能性をも有するものと考えられる。前面が側面と比較して大きい場合、および構造物の三次元性を考える場合には、

水平傾斜角による抗力低減効果が大きいことが推測され、変動風中における定常空気力係数に及ぼす水平方向変動風速成分の寄与を考慮する必要があるものと考えられる。

前述したことより、上流側前面が大きい構造物断面に対しては、鉛直方向および水平方向変動風速に起因する相対迎角および相対水平傾斜角の時間変動に伴う定常空気力係数に及ぼす準定常的效果と共に接近流の乱れの特性が物体の存在によって変曲されることによる効果が考えられる。特に、乱れのスケールが断面のスケールより小さくなるに伴って後者の効果が増大し、一方、構造物断面のスケールに比較して乱れのスケールが大きく、平均流方向の断面幅が平均流と直交する方向の幅より大きいほど定常空気力係数に及ぼす乱れの効果に関する準定常的效果が大きくなるものと思われる。したがって、ここで論じた方法の適用範囲が、このような点から推定されるが、この点に関しては、さらに、後章において考察を加えるものとする。

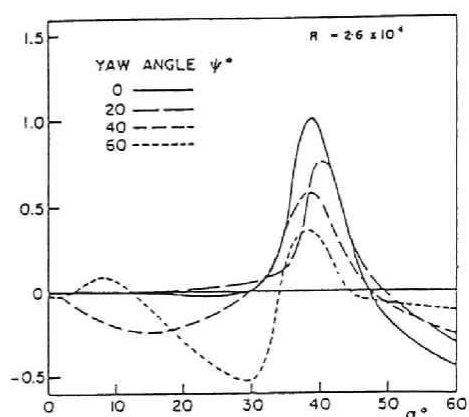


図3. 7 D形断面の横力係数¹⁹⁾
(静的空気力係数)

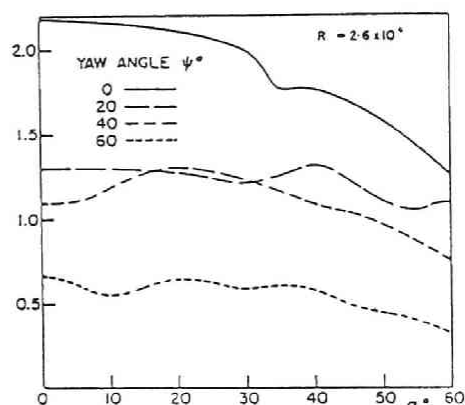


図3. 8 D形断面の法線方向空気力係数

(3) シミュレーションによる評価

一様流中における静的空気力係数の迎角変化特性を実験結果より最小2乗法を適用して近似関数を求める場合、かなり大きな迎角の領域まで1つの近似関数で表示することには精度の面で問題点を有することを先に述べた。そこで、ここでは、近似関数を区分的に求め、一様流中における静的空気力係数を実験結果が示す特性と精度良く一致させ、さらに、変動風速のスペクトルを与えることにより、時間領域で変動風速に起因する相対迎角のシミュレーションを行い時間的に変動する空気力を求めその時間平均として定常空気力を決定し乱れの効果の評価を行う。

まず、断面領域で空間平均した変動風速に起因する相対迎角のシミュレーションの方法を以下に示す。いま、正弦波的な周期変動量 $w(t)$ を次式のように表せば、

$$w(t) = w_a \cdot \cos(2\pi f_a \cdot t + \phi) \quad \dots \dots \dots (3.52)$$

ただし、 w_a : 変動振幅、 f_a : 周波数、 t : 時間、 ϕ : 位相角

$w(t)$ の片側パワースペクトル密度 $S_w(f)$ はデルタ関数によって定義され次式のように表される。

$$S_w(f) = \begin{cases} 0 & : f \neq f_a \\ \frac{w_a^2}{2 \Delta f} & : f = f_a \end{cases} \quad \dots \dots \dots (3.53)$$

ただし、 Δf : 微小周波数帯域

上記のことを応用して、変動風速のパワースペクトル密度 $S_w(f)$ を Δf なる微小周波数帯域幅を有する矩形状に分割して考え、さらに先の3.2.2で述べた空間相関特性を考慮すれば、断面領域で空間平均した変動風速に起因する相対迎角が時間の関数として次式のように表される。

$$\frac{\overline{w}(t)}{U} = \frac{1}{U} \cdot \sum_{j=1}^N \{ S_w(f_j) \cdot X^2(f_j) \cdot \Delta f \}^{1/2} \cdot \cos(2\pi \cdot f_j \cdot t + \phi_j) \quad \dots \dots \dots (3.54)$$

ここに、 Δf および f_j は次式によって求められる。

$$\Delta f = \frac{f_{max} - f_{min}}{N} \quad \dots \dots \dots (3.55)$$

$$f_j = f_{min} + \Delta f \cdot (j - \frac{1}{2}) \quad (j = 1, \dots, N) \quad \dots \dots \dots (3.56)$$

ただし, f_{\max} : 与えられた $S_w(f)$ の最大周波数
 f_{\min} : 与えられた $S_w(f)$ の最小周波数
 N : 分割個数で一般に 500 程度を採用
 U : 平均風速
 $X^2(f)$: 式 (3.35)

次に、区分的に求められた静的空気力係数の迎角に関する変化特性に対して、式 (3.54) を適用することにより、静的空気力係数の時間変動を求め、さらに、それを時間に関して平均化を行う。これを変動風中における定常空気力係数とするものであり、図 3.9、図 3.10 にその解析結果の例を示した。

図 3.9 は、一様流中における正方形断面の C_{Fy} の実験結果^{20), 21)} を用い区分的に求めた近似曲線 (実線) より、可変翼を利用して発生させた 2 次元変動流の特性を考慮して計算した変動流中の C_{Fy} の結果を (破線および 1 点鎖線) 示すものである。破線は、鉛直方向の乱れの強さ I_w が 9%、乱れのスケール比 L が 3.5 に対して求めたシミュレーション結果であり、1 点鎖線は $I_w=14\%$ 、 $L=4$ に対する結果である。図から知られるとおり、プロットした実験結果²⁰⁾ とシミュレーション結果とはよく一致していると考えられる。このことは、変動気流が 2 次元であり、断面幅に対する乱れのスケールがかなり大きく、準定常的評価を行う上で採用される基本的な仮定が満足された条件の基で行われた実験であったということが知られよう。図 3.10 は、風洞床面上に直立して設置された

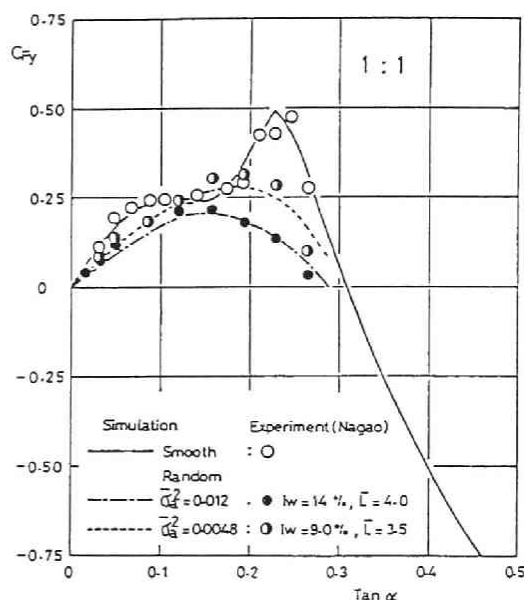


図 3.9 C_{Fy} に及ぼす気流変動の効果
 シミュレーション結果と実験結果²⁰⁾
 (2次元変動流)との比較

正方形断面柱の実験結果²²⁾とシミュレーション結果とを示す。白丸印は一様流中の結果であり、変動流中の結果は、黒丸印で示す乱れのスケール比 L が 9 の極めて大きな場合と、半黒丸印で示される L が約 0.5 の小さな場合とが示される。また、実線は一様流中の結果より区分的に最小 2 乗法により求めた近似曲線であり、破線はその結果より黒丸印で示される乱流特性 (後節で述べる鉛直方向の乱流特性を考慮) を考慮して求めた乱流境界層中における静的空気力係数の迎角変化特性を示す。実験結果とシミュレーション結果とは模型先端部における流れの 3 次元性の

問題等を有するものの、よく一致することが知られ、このように乱れのスケール比が極めて大きく、ゆっくり変動する気流に対しては、準定常的に乱れの効果が評価されるものと考えられる。一方、半黒丸印で示される乱れのスケール比が小さな結果は、実線で示される一様流中の迎角に関する非線形特性からでは準定常的な評価によって説明できない傾向を示すものであり、このような現象に対しては後章において実験的な考察を試みるものとする。

(4) 鉛直方向変動風速成分の分布形の影響

これまでは、鉛直方向変動風速および空間平均した変動風速の分布形は正規分布するものと仮定した。前章において、変動風速の高次モーメントを求め分布形に関する若干の考察を加えたが、変動風速成分の分布形を厳密に見れば、正規分布と異なる。そこで、乱流効果を準定常的に評価する場合、変動風速の分布形によってどの程度影響するものかを調べた。

図3.11は、実測された気流変動の分布形が正規分布とどの程度相違するものかを表すものであり、横軸にモーメントの次数をとり縦軸の係数が1の場合が正規分布することを表す。前章で述べた小鳴門橋上で実施した現地観測の結果は、正規分布と異なった分布形を示していることが認められる。そこで、分布形が仮定した正規分布と相違することによって静的空気力係数にどの程度影響を与えるものかを示したのが図3.12、図3.13である。図3.12は、 $\overline{\sigma_a^2}=0.0026$ に対して、格子乱流および自然風の分布形を用いて求めた静的空気力係数である。格子乱流の結果は、正規分布で求めた結果と大きな差異は認められないが、自然風の結果はピーク値の低減が大きくなっている。また、図3.13は、静的空気力係数の迎角がゼロにおける勾配の $\overline{\sigma_a^2}$ に関する変化特性を示すもので、 $\overline{\sigma_a^2}$ が大きくなるに従って分布形の相違が顕著に表れている。自然風の結果は、 $\overline{\sigma_a^2}$ が大きな領域で大きな変化を示しているが、一様流中における静的空気力係数の近似関数が迎角の大きい領域で精度の悪い点を考慮に入れる必要があろう。しかしながら、精度の点で問題は残されているが、変動

流の分布形によって乱れの効果が変化することは興味あることと思われる。

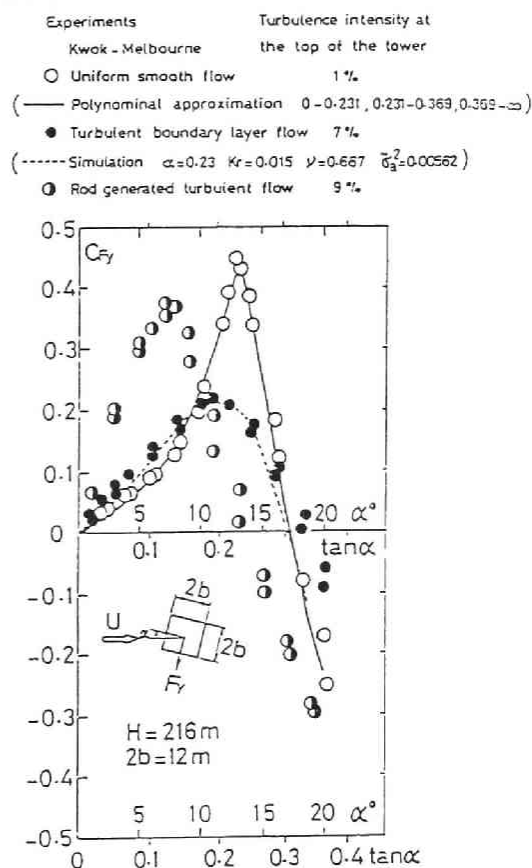


図3.10 C_{Fy} の気流変動の効果
境界層乱流中と格子乱流中との相違²²⁾
およびシミュレーション結果との比較

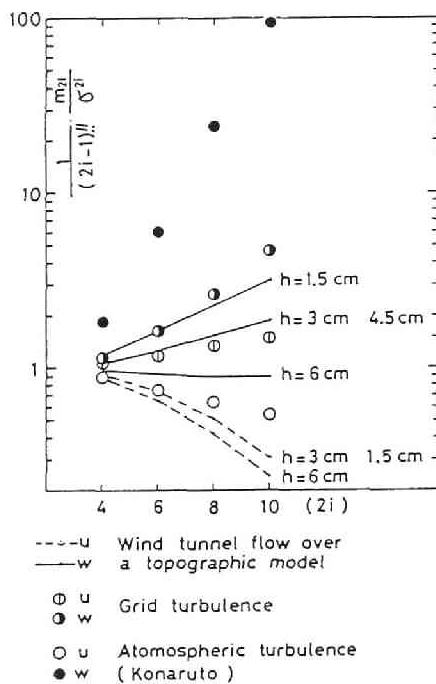


図3. 11 気流変動の高次モーメント正規分布との比較

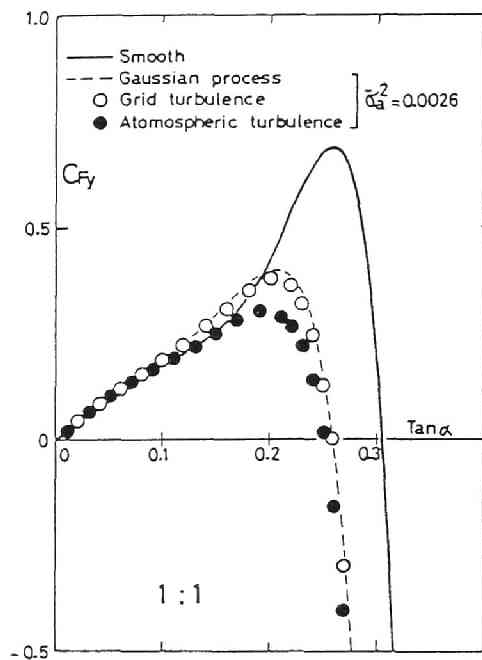


図3. 12 静的空気力係数の気流変動特性による比較

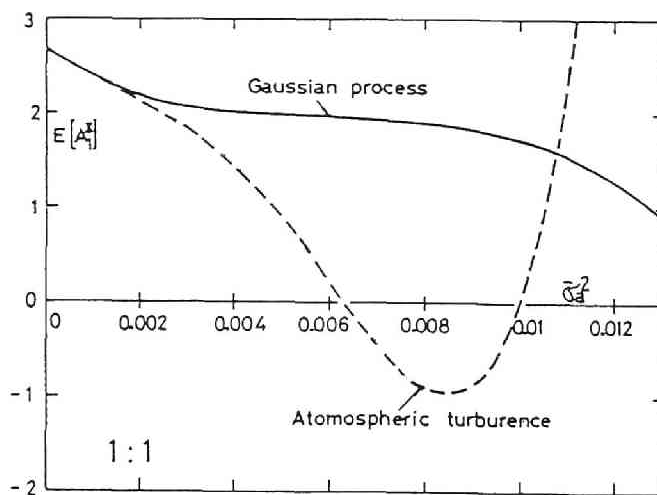


図3. 13 迎角ゼロにおける静的空気力係数の勾配 気流変動特性による比較

3. 3 準定常的乱れの効果を考慮した高層構造物のギャロッピング

前節では、構造断面の静的空気力係数に及ぼす乱れの効果に関して準定常の仮定に基づいた考察を行った。乱れの支配的な成分としては、鉛直方向成分を考え他の成分の準定常効果の小さいことを述べた。本節においては、前節で得られた静的空気力係数に及ぼす乱れの準定常的評価方法に従って、高さ方向に変動特性が変化する気流の作用を受ける高層構造物に発生するギャロッピング振動の解析法を述べるものである。また、解析例として、基礎部でピン支持されロッキング振動モードを有する正方形断面形状の高層構造物を対象とした計算結果を示す。

3. 3. 1 変動風速に起因する相対迎角の鉛直分布

大気境界層内で直立する高層構造物は、高度によって特性の異なる変動風の作用を受ける。これまで述べたとおり、構造断面の静的空気力係数は、変動風速の特性によって変化する。したがって、ここでは、ギャロッピングの解析を行う上で利用される静的空気力係数に対して乱れの効果を与える $\overline{\sigma}_a^2$ の鉛直方向の分布特性を述べる。なお、ここで述べることは前節の空間補正係数に関連するが、ここでは高層構造物のギャロッピングの解析を行う際に便利な形となるように、 $\overline{\sigma}_a^2$ を高さの関数として近似的に表す。

前節において、基準点の鉛直方向変動風速のパワースペクトル密度、および変動風速の空間特性より $\overline{\sigma}_a^2$ を

$$\overline{\sigma}_a^2 = \left(\frac{\sigma_w}{U} \right)^2 \cdot \xi^2(L) \quad \dots \dots \dots (3.38)$$

ただし、 (σ_w/U) は鉛直方向変動風速の乱れの強さ、 $\xi^2(L)$ は空間補正係数、 L は乱れのスケールと断面幅 ($2b$) との比であり、無次元乱れのスケールである。

のように表し、空間補正係数 $\xi^2(L)$ を 2, 3 のパワースペクトルの関数形に従って数値計算された結果が示されている。

長軸方向が鉛直方向である高層構造物に対しては、変動風速の成分としては水平方向成分を考える必要があるが、現在のところ水平方向変動風速成分に関しては実測データも少なく有効に利用される資料が十分でない。したがって、一樣等方性乱流を対象として求められた Karman のスペクトル、および Dryden のスペクトルより数値積分を行うことにより求めた結果を水平方向変動風速に対して利用する。これらのスペク

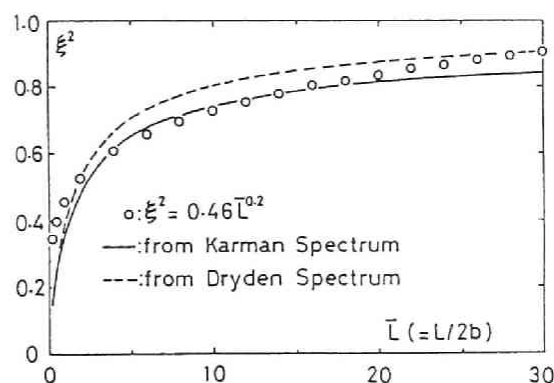


図3.14 空間補正係数

トルより求められる ξ^2 は、構造断面の幅で無次元化した乱れのスケールの関数であるが、これを簡単な関数形で解析的に求めることは困難であり、したがって数値積分により求められた ξ^2 と L との関係を利用し、 ξ^2 を L に関する簡単な関数近似を行う。

ξ^2 は L が無限大の極限において 1 となるが、後述する計算を簡単化するため、数値積分で求めた結果より問題に応じて必要とする L の適用範囲内で

$$\xi^2(L) = a_1 \cdot L^{a_2} \quad \dots \dots \dots (3.57)$$

のように近似的に表すものとする。係数 a_1 , a_2 は L の適用範囲内で決定する。図 3.14 に示すように $L = 30$ 程度までを近似的に表す係数として、 $a_1 = 0.46$, $a_2 = 0.20$ とした。

さて、 L と高度 z との関係は、前章において、日野のスペクトルから地表面の状態を考慮して次のように求められており、

$$L = 63.4 \cdot K_r^{3/2} \cdot \alpha^{-3} \cdot \left(\frac{z_1}{2b}\right) \cdot \left(\frac{z}{z_1}\right)^{1-3\alpha} \quad \dots \dots (2.14)'$$

ただし、 K_r ：地表面の坑力係数、 α ：平均風速の鉛直方向の分布をべき分布で表すときのべき指数、 $2b$ ：断面幅、 z_1 ：基準高度（＝10m）

これを式（3.57）に代入すれば、 ξ^2 は次式のようになる。

$$\xi^2 = 1.05 \cdot K_r^{0.3} \cdot \alpha^{-0.6} \cdot \left(\frac{z_1}{2b}\right)^{0.2} \cdot \left(\frac{z}{z_1}\right)^{0.2-0.6\alpha} \quad \dots (3.58)$$

また、後節において、変動風の高層構造物のギャロッピングの解析方法を述べるが、そこでは、構造物の振動モード等を構造物の高さ H で無次元化して表され、したがって σ_v^2 を構造物の高さで無次元化した高度の関数として表すため、まず ξ^2 を z/H の関数で表せば、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \xi^2 = 1.05 \cdot K_r^{0.3} \cdot \alpha^{-0.6} \cdot \left(\frac{H}{2b}\right)^{0.2} \cdot \left(\frac{z_1}{H}\right)^{0.6\alpha} \\ \cdot \left(\frac{z}{H}\right)^{0.2-0.6\alpha} \quad \dots \dots (3.59) \end{aligned}$$

次に、変動風速の乱れの強さの鉛直方向の変化特性を知る必要があるが、変動風速の水平成分の分散値 σ_v^2 を主流方向成分の分散値 σ_u^2 により

$$\sigma_v^2 = \nu^2 \cdot \sigma_u^2 \quad \dots \dots \dots (3.60)$$

と表し、 σ_u^2 を Davenport に従って、表面坑力係数 K_r と基準高度 z_1 （＝10m）における平

均風速 U_1 とにより表されるものとすれば、

$$\sigma_v^2 = 6.0 \nu^2 \cdot K_r \cdot U_1^2 \quad \dots \dots \dots (3.61)$$

となる。したがって、

$$\left(\frac{\sigma_v}{U} \right)^2 = 6.0 \nu^2 \cdot K_r \cdot \left(\frac{H}{Z_1} \right)^{-2\alpha} \cdot \left(\frac{Z}{H} \right)^{-2\alpha} \quad \dots \dots \dots (3.62)$$

となり、式(3.59)と式(3.62)とより $\overline{\sigma_u^2}$ は次式で表される。

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_u^2} = & 6.3 \nu^2 \cdot \alpha^{-0.6} \cdot K_r^{1.3} \cdot \left(\frac{H}{2b} \right)^{0.2} \cdot \left(\frac{H}{Z_1} \right)^{-2.6\alpha} \\ & \cdot \left(\frac{Z}{H} \right)^{0.2-2.6\alpha} \quad \dots \dots \dots (3.63) \end{aligned}$$

3.3.2 主流と直交する方向の乱れ成分の乱れの強さ

先に述べたとおり、主流と直交する方向の変動風速成分に関する情報が少なく、特に、水平方向変動風速に関する観測結果が少ない。したがって、主流と直交する方向の変動風速成分は主流方向変動風速成分より推定して求める方法をとった。すなわち、乱れの強さに関しては、主流方向成分を σ_u/U として

$$\text{水平方向成分} : \frac{\sigma_v}{U} = \nu \cdot \frac{\sigma_u}{U} \quad \dots \dots \dots (3.64)$$

$$\text{鉛直方向成分} : \frac{\sigma_w}{U} = \mu \cdot \frac{\sigma_u}{U} \quad \dots \dots \dots (3.65)$$

のように表し、以下に述べる大阪湾港大橋上での観測結果²³⁾に基づいて ν 、 μ を決定した。

さて、大阪湾港大橋上弦材上において海面より約93mの位置における自然風の観測結果であるが、データは3成分ギル風速計を使用することにより観測され、風速のベクトル成分が観測されたものとなっている。風速形は固定された状態で観測されるものであり、必ずしも平均風速の方向が基準成分となるように設置されてはいない。このため、昭和49年9月から昭和50年1月の期間内で観測された数多くのデータのなかで、3成分のうちの1成分の平均風速と3成分よりベクトル的に合成して求めた平均風速との差が、1つの目安として、2%以内にあるデータを選び、その成分の方向と見なすことにより各3成分の乱れの強さを求めた。その結果、各直交する3成分の乱れの強さの平均値は、Run 個数 19 (データ長: 2~3分) に対して

$$\text{主流方向成分} : \sigma_u/U = 12\%$$

$$\text{水平方向成分} : \sigma_v/U = 8.0\%$$

$$\text{鉛直方向成分} : \sigma_w/U = 5.7\%$$

$$\sigma_u : \sigma_v : \sigma_w = 1 : \nu : \mu = 1 : 0.667 : 0.475 \quad \cdots \cdots (3.66)$$

のように求められた。文献24)では、Lumley, Panofskyの研究結果が紹介されているが、それによれば、

$$\sigma_u : \sigma_v : \sigma_w = (2.9 \sim 2.2) : (2.6 \sim 1.3) : 1.3 \quad \cdots \cdots (3.67)$$

であり、大阪湾港大橋上での観測結果とほぼ同じものとなっている。

なお、式(3.62)によって、 $z = 93\text{m}$ における水平方向変動風速成分の乱れの強さを上記の結果($\nu = 0.667$)に従って求めれば、

$$\text{海面上} \quad (K_r = 0.003, \alpha = 1/7) : \sigma_v/U = 6.5\%$$

$$\text{田園地方} (K_r = 0.005, \alpha = 1/6) : \sigma_v/U = 8.0\%$$

となり、田園地方の地表面状態に対する結果が観測結果と一致する。このことは、港大橋周辺は、平坦な埋立地を有し単なる海面上の自然風の特性和若干異なったものと考えられよう。

以下の計算例では、上記の結果を採用するが、これらの値は特定の地点で、また、ある期間内で求められたものであり、地表面状態および高度に関する変化特性等に関しては、今後の研究に待つところが大きい。また、主流方向変動風速成分より他の変動風速成分を推測する方法をとったが、この方法はあくまでも便宜的なものであり、自然風の各々の成分の乱れの特性を直接実測データに基づいて決定されるよう今後のデータの収集とその解析が望まれる。

3.3.3 高層構造物のギャロッピングに関する基礎式

変動風中における構造断面の空気力係数の各項には、乱れの特性を表す $\overline{\sigma}^2$ が含まれており、大気境界層のように変動気流特性が鉛直方向に変化する場合は、 $\overline{\sigma}^2$ が鉛直方向の位置の関数となることを先に述べた。橋梁のように長手方向が水平に設置された構造物に風が作用する場合は、一般にはその高度に応じた乱れの特性を有する気流が構造物に一樣に作用すると考えられ、 $\overline{\sigma}^2$ は一定値を与える。したがって、このような問題では、スパン方向の一部を考えた二次元的問題とした解析が行われるか、あるいは、気流変動特性は一定とするが構造物の振動モードを考慮した三次元的解析が行われる。一方、地表面に直立する高層構造物は、鉛直方向に、ある分布特性を有する変動気流の作用を受ける。そこで、本節においては、このように鉛直方向に変動特性が変化する気流の作用を受ける高層構造物のギャロッピングに注目し、気流変動を考慮した準定常空気力理論に従った解析方法を述べるものである。なお、ここで述べる応答解析の方法は、Novak¹²⁾により三次元構造物を対象として行われた方法を利用するものであるが、平均風速の

鉛直方向の分布特性のみでなく、変動風速成分の鉛直方向の分布特性をも考慮した。

さて、不規則変動流に起因する断面の不規則振動成分が自励振動成分に比較して小さいという仮定に基づき、変動風中で静止した構造断面に働く定常空気力を利用した準定常空気力理論によるギャロッピングの解析が行えるものとする。図3.15に示すように大気境界層内で地表面に直立する矩形断面を有する高層構造物の高度 z における断面を考える。平均風速 $U(z)$

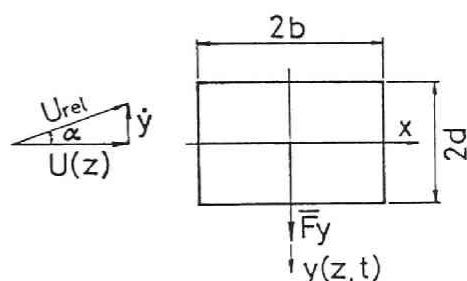


図3.15 断面の運動に近刷る相対迎角

の方向は側面に平行な x 軸方向と等しく、変動風中における断面の運動に起因する自励空気力を F_y とし、その向きは振動変位 y と同じとする。前節で述べたとおり F_y を

$$F_y = \rho \cdot b \cdot U^2 \cdot C_{Fy} \quad \dots \dots \dots (3.68)$$

と表し、 $\tan \alpha = (dy/dt)/U$ であることを考慮すれば、高度 z における変動風中の空気力（横力）係数 C_{Fy} は

$$C_{Fy} = \sum_{n=0}^s \bar{A}_n \cdot \left(\frac{(dy/dt)}{U} \right)^n \quad \dots \dots \dots (3.69)$$

と表される。ただし、 (dy/dt) は構造断面の振動速度であり、 \bar{A}_n は

$$\bar{A}_n = \sum_{r=n}^s \frac{r!}{n! \cdot (r-n)!} \cdot \left\{ 2 \left(\frac{r-n}{2} \right) - 1 \right\}!! \cdot A_r \cdot (\bar{\sigma}_a^2)^{(r-n)/2} \quad \dots \dots \dots (3.70)$$

である。ここに A_r は一様流中で風洞実験的に求められた静的空気力係数を $\tan \alpha$ に関する s 次多項式で近似した際の r 次項の係数であり、 $\bar{\sigma}_a^2$ は式(3.63)で表されるとおり高さによって変化し、したがって、 C_{Fy} は無次元高度 z/H 、および $(dy/dt)/U$ の関数となることが知られる。

式(3.69)を Novak に従って次のように表す。

$$C_{Fy} \left(\frac{(dy/dt)}{U}, z \right) = \sum_{i=1}^l \bar{A}_i(z) \cdot \left(\frac{(dy/dt)}{U} \right)^i + \sum_{j=2}^k \bar{A}_j(z) \cdot \left(\frac{(dy/dt)}{U} \right)^j \cdot \frac{(dy/dt)}{|(dy/dt)|} \quad \dots \dots (3.71)$$

ただし、式(3.71)が Novak によるものと大きく異なる点は、 \bar{A}_n が高度 z の関数として

表示されている点にあり、また、 $n=0$ の項は構造物の動的応答には寄与しないので無視した。
 なお、 $i, 1$ は奇数であり、 j, k は偶数を表す。

ここで、初期減衰比を ζ_0 、質量パラメータを $\varepsilon = \rho \cdot b^2 / (2m)$ (m : 構造物の単位長さ当りの質量)、無次元変位を $Y = y / b$ 、換算風速を $V = U / (b \cdot \omega_0)$ (ω_0 : 振動系の固有円振動数) とすると、振動系の基本式は、

$$d^2 Y / dt^2 + \omega_0^2 \cdot Y - F(dY/dt) = 0 \quad \dots \dots \dots (3.72)$$

$$F(dY/dt) = -2\zeta_0 \cdot \omega_0 \cdot (dY/dt) + 2\varepsilon \cdot \left\{ \sum_{i=1}^1 \bar{A}_i(z) \cdot \omega_0^{2-i} \cdot \frac{(dY/dt)^i}{V^{i-2}} \right. \\ \left. + \sum_{j=2}^k \bar{A}_j(z) \cdot \omega_0^{2-j} \cdot \frac{(dY/dt)^j}{V^{j-2}} \cdot \left| \frac{(dY/dt)}{(dY/dt)} \right| \right\} \quad \dots \dots (3.73)$$

となる。定常振動においては、1 周期間 T で成される減衰力による仕事はゼロであり、

$$\int_0^H \int_0^T F(dY/dt) \cdot dz \cdot dY(t) = 0 \quad \dots \dots \dots (3.74)$$

と表される。したがって、次のような無次元パラメータを導入すれば、

$$Y = \bar{Y} \cdot \cos(\omega t + \phi) \quad \dots \dots \dots (3.75)$$

$$\bar{V} = \frac{\varepsilon}{\zeta_0} \cdot \frac{U_H}{b \cdot \omega_0} \quad \dots \dots \dots (3.76)$$

$$\bar{a} = \frac{\varepsilon}{\zeta_0} \cdot \frac{y_H}{b} \quad \dots \dots \dots (3.77)$$

$$U(z) = U_H \cdot \bar{V}(z) \quad \dots \dots \dots (3.78)$$

ただし、 U_H : $z=H$ における平均風速、 y_H : $z=H$ における変位振幅

式(3.73)、式(3.74)より、無次元振幅 \bar{a} と無次元風速 \bar{V} との関係が次のように表される。

$$\frac{1}{\bar{V}} = \sum_{n=1}^s B_n \cdot C_n \cdot \left(\frac{\bar{a}}{\bar{V}} \right)^{n-1} \quad \dots \dots \dots (3.79)$$

ここに、 s は式(3.71)における最高次の指数であり、 B_n は n が奇数 $n=i$ 、および偶数 $n=j$ に応じて、それぞれ次のように表される係数である。

$$B_i = 2 \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot i}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot (i+1)} \quad \dots \dots \dots (3.80)$$

$$B_j = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot j}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (j+1)} \quad \dots \dots \dots (3.81)$$

また、 C_n は、 $\eta(z)$ を振動モードとするととき次のように表される係数である。

$$C_n = \frac{\int_0^H \overline{A}_n(z) \cdot \overline{v}(z)^{2-n} \cdot |\eta(z)|^{n+1} \cdot dz}{\int_0^H \eta^2(z) \cdot dz} \quad \dots \dots (3.82)$$

なお、Novak によれば、式(3.82)における $\overline{A}_n(z)$ は、風洞実験的に変動風中における静止断面に働く定常空気力係数として測定した結果を利用しており、 z に無関係な一定値として積分記号の外に出している。ここでは、 $\overline{A}_n(z)$ は式(3.63)、式(3.70)より与えられ、無次元高度 z/H の関数であり、また、地表面の状態によって変化する係数として表されるものである。したがって、式(3.78)における $\overline{v}(z)$ を次に示すようにべき分布で表せば、

$$\overline{v}(z) = \left(\frac{z}{H} \right)^\alpha \quad \dots \dots \dots (3.83)$$

式(3.63)、式(3.70)、式(3.82)より、 C_n は次のように表される。

$$C_n = \frac{1}{\int_0^H \eta^2(z) \cdot dz} \cdot \sum_{r=n}^s \frac{r!}{n! \cdot (r-n)!} \cdot \left\{ 2^{\frac{(r-n)}{2}} - 1 \right\}!! \cdot A_r \cdot K^{r-n} \cdot \int_0^H \left(\frac{z}{H} \right)^{2\alpha - (1.3\alpha - 0.1)r + (0.3\alpha - 0.1)n} |\eta(z)|^{n+1} dz \quad \dots \dots \dots (3.84)$$

$$K^2 = 6.3 \nu^2 \cdot \alpha^{-0.6} \cdot K_r^{1.3} \cdot \left(\frac{H}{2b} \right)^{0.2} \cdot \left(\frac{H}{z_1} \right)^{-2.6\alpha} \quad \dots \dots \dots (3.85)$$

以上のとおり、式(3.79)、式(3.80)、式(3.81)、式(3.84)、および式(3.85)より地表面の状態、変動風速の主流方向成分と水平方向成分との分散の比、一樣流中における構造断面の空気力係数の各々の係数、および振動モードが与えられれば、変動風中におけるギャロッピング応答特性が無次元振幅と無次元風速との関係として求められる。

3.3.4 ロッキング振動モードを有する高層構造物のギャロッピング振動解析例

解析例として、振動系を基礎部でピン支持された1自由度系とし、振動モードが

$$\eta(z) = \frac{z}{H} \quad \dots \dots \dots (3.86)$$

によって表される単純な形式を考える。このとき、 C_n は

$$1+2\alpha - (1.3\alpha - 0.1) \cdot r + (0.3\alpha + 0.9) \cdot n \neq -1 \quad \dots\dots\dots (3.87)$$

に対して

$$C_n = 3 \cdot \sum_{r=n}^s \frac{r! \cdot \{2(\frac{r-n}{2}) - 1\}!! \cdot A_r \cdot K^{r-n}}{n! \cdot (r-n)! \cdot \{2+2\alpha - (1.3\alpha - 0.1) \cdot r + (0.3\alpha + 0.9) \cdot n\}} \dots\dots\dots (3.88)$$

となる。ここで、式(3.80)、式(3.81)で表される B_n 、および上式の C_n により

$$D_n = B_n \cdot C_n \quad \dots\dots\dots (3.89)$$

と表せば、 D_n は n が奇数 $n=i$ 、および偶数 $n=j$ に応じて、それぞれ次のように表される。

$$D_i = 6 \cdot \frac{i!!}{(i+1)!!} \cdot \sum_{r=i}^{s^*} \frac{r! \cdot \{2(\frac{r-i}{2}) - 1\}!! \cdot A_r \cdot K^{r-i}}{i! \cdot (r-i)! \cdot \{2+2\alpha - (1.3\alpha - 0.1) \cdot r + (0.3\alpha + 0.9) \cdot i\}} \dots\dots\dots (3.90)$$

ただし、 r は奇数をとるものとし、 s は静的空気力係数の最高次の次数であり、 s が奇数の場合は $s^*=s$ 、偶数の場合は $s^*=s-1$ とする。また、 $i!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \dots i$ 、 $(i+1)!! = 2 \cdot 4 \cdot 6 \dots (i+1)$ とする。

$$D_j = \frac{12}{\pi} \cdot \frac{j!!}{(j+1)!!} \cdot \sum_{r=j}^{s^*} \frac{r! \cdot \{2(\frac{r-j}{2}) - 1\}!! \cdot A_r \cdot K^{r-j}}{j! \cdot (r-j)! \cdot \{2+2\alpha - (1.3\alpha - 0.1) \cdot r + (0.3\alpha + 0.9) \cdot j\}} \dots\dots\dots (3.91)$$

ただし、 r は偶数をとるものとし、 s が奇数の場合は $s^*=s-1$ 、偶数の場合は、

$s^* = s$ とする。また、 $j!! = 2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots j$, $(j+1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (j+1)$ とする。

A_r は一様流中において測定された 2 次元模型の静的空気力係数の r 次項の係数であり、 K は式 (3.85) より求められる。したがって、高層構造物の頂点における無次元風速と無次元振幅との関係は、

$$\frac{1}{V} = \sum_{n=1}^S D_n \cdot \left(\frac{\bar{a}}{V} \right)^{n-1} \cdots \cdots (3.92)$$

によって求められる。

さて、計算結果であるが、対象とした構造物は Novak・Davenport¹⁶⁾ が風洞実験に用いた正方形断面を有する角柱であり、振動系は基礎部でピン支持されロッキング振動モードを有する剛体模型である。図 3.16 は $\bar{\sigma}_a^2$ との関係を示すものであり、3 種類の地表面状態に応じた結果を示した。また、同図には実構造物に換算した高さ H と断面幅 $2b$ の値を示したが、それぞれ 305m、および 13.8m であり高さの極めて高い構造物となっている。これらの実験データと前節の図 3.5 に示した一様流中の静的空気力係数を利用して、無次元振幅—無次元風速特性を式 (3.92) より求めた結果が図 3.17 である。同図には、Novak・Davenport の実験結果がプロットされているが、図から知られるとおり、振幅の大きい領域では実験結果と計算結果とはよく一致しており、ここで述べた準定常的方法によってギャロッピング振動に及ぼす乱れの効果がよく表されたものと考えられる。実験時の

風洞気流は、風洞床面に立方体のブロックを敷き並べて発生させた境界層乱流であり、構造物の高さの $2/3$ の位置における乱れのスケール比 (乱れのスケールと断面幅との比) は 8、および 12 であった。このことは、前節において述べたとおり、気流状態はかなりゆっくりした変動成分のパワーが大きく準定常的な評価によってギャロッピング応答特性に及ぼす乱れの効果がよく表された例と考えられよう。しかしながら、振幅の小さい領域においては、計算結果と実験結果とは異なった特性を示している。この点に関する問題点としては、まず、解析の基本的なものとなる一様流中における静的空気力係数を近似的に高次代数方程式で表す場合の精度の問題が挙げ

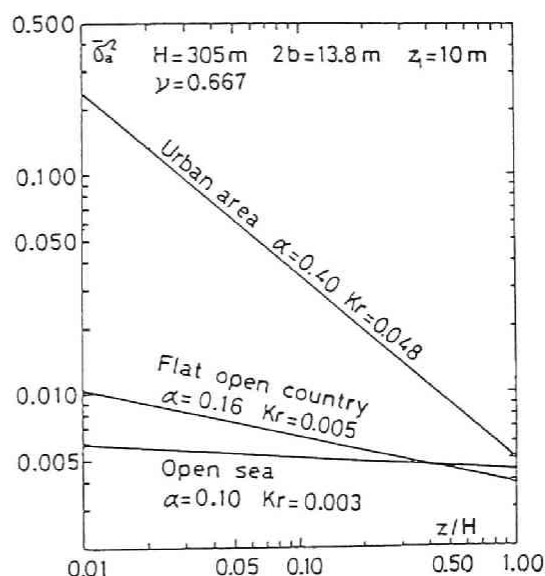


図 3.16 $\bar{\sigma}_a^2$ の鉛直分布

風洞気流は、風洞床面に立方体のブロックを敷き並べて発生させた境界層乱流であり、構造物の高さの $2/3$ の位置における乱れのスケール比 (乱れのスケールと断面幅との比) は 8、および 12 であった。このことは、前節において述べたとおり、気流状態はかなりゆっくりした変動成分のパワーが大きく準定常的な評価によってギャロッピング応答特性に及ぼす乱れの効果がよく表された例と考えられよう。しかしながら、振幅の小さい領域においては、計算結果と実験結果とは異なった特性を示している。この点に関する問題点としては、まず、解析の基本的なものとなる一様流中における静的空気力係数を近似的に高次代数方程式で表す場合の精度の問題が挙げ

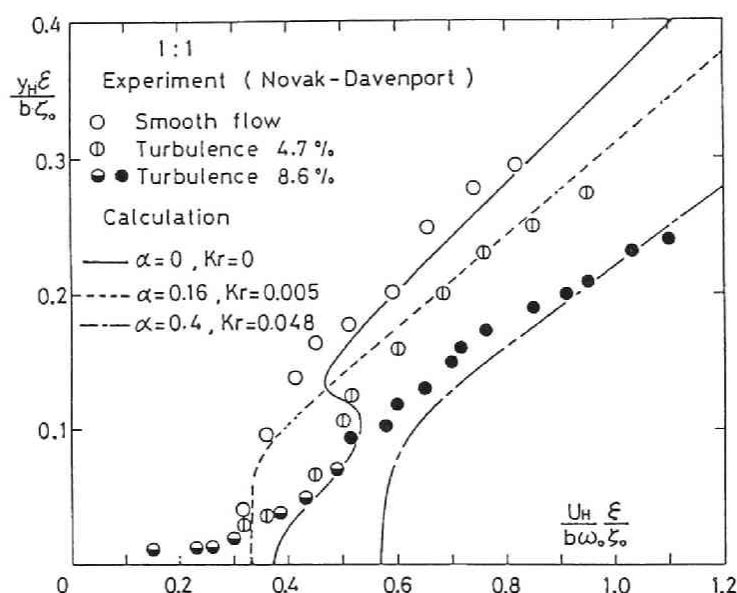


図3. 17 正方形断面を有する高層構造物のギャロッピング 実験結果¹⁶⁾と計算結果との比較

られる。さらに、気流の乱れに起因したバフエッティングの効果、および剥離渦の効果などが考えられる。特にここで述べた方法は、自励振動成分に比較してバフエッティング振動成分は小さいという仮定に基づくものであり、振幅の小さい領域、および乱れの強さが大きく不規則振動応答成分が大きい場合に対しては今後の課題とされる問題点を有する。

なお、乱れのスケールが小さい変動気流中における問題として、気流の急激な変動に伴って断面隅角部より放出されると考えられる渦と物体後方に発生する Karman 渦との相互作用の問題等に関しては、後章において実験的な考察を試みた。

3. 4 結 語

矩形断面のような充腹構造断面を有する高層構造物のギャロッピング振動に関して、高度方向に乱流構造の変化する乱れの効果を準定常的気流変動を仮定して評価した。まず、静的空気力係数に及ぼす乱れの準定常的效果を考察し、さらに高さ方向に変動特性が変化する気流の作用を受ける高層構造物に発生するギャロッピング振動の解析法を述べた。ここで得られた結果を要約す

れば、次のとおりである。

(1) 気流変動の準定常的評価によれば、水平に設置された長大構造物に関しては、乱流成分の鉛直方向成分が支配的であり、主流方向成分および水平横方向成分の影響は小さい。ただし、構造物の長さが短く三次元的に評価する場合、水平傾斜角、および鉛直傾斜角（迎角）に関して非線形性が顕著であれば、鉛直方向成分と共に水平方向成分に関しても準定常効果の生ずることが推定される。

(2) 正方形断面の静的空気力（横力）係数 C_{Fy} に及ぼす乱れの効果は、乱れの強さと共に乱れのスケール比による影響が認められ、乱れのスケール比の大きい乱流中では、気流変動を準定常的に考え C_{Fy} の迎角に関する非線形性に起因した乱流効果を評価することが、ある程度可能となる。

(3) 準定常的評価に限れば、乱れのスケール比が大きい変動流中においては、見かけ上、静的空気力係数は乱れのスケールの変化によっては大きくは影響されず、乱れの強さの変化による影響が大きい。一方、乱れのスケール比が小さくなれば、乱れの強さと共に乱れのスケール比の効果が表れる。

(4) 空気力に及ぼす乱れの効果を表すパラメータとして、従来から指摘されている乱れの強さ、および乱れのスケールと共に気流変動風速成分の分布形によって乱れの効果が変化する。

(5) 気流の乱れのスケールが構造断面幅より十分大きく、気流変動がゆっくりしたものであれば、ギャロッピング応答特性に及ぼす乱れの効果を準定常的気流変動効果としてある程度の精度で評価される。ただし、自励振動成分が小さく、気流の乱れに起因するバフエッティング振動成分の影響が大きくなる場合、および乱れのスケールの小さな変動気流に対しては今後の課題として残された問題を有する。

参 考 文 献

- 1) 岡南博夫・白石成人・松本勝：変動風中の静的空気力係数に関する準定常的一考察，土木学会第36回年次学術講演会講演概要集，1981，I-351。
- 2) 白石成人・松本勝・岡南博夫：変動風中における直立構造物のギャロッピングについて，昭和57年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要集，1982。
- 3) 岡南博夫：変動流中における塔状構造物のギャロッピングに関する研究（Ⅰ），大阪府立工業高等専門学校研究紀要第16巻，pp.79～90，1982。
- 4) 白石成人・松本勝・岡南博夫：変動風中における塔状構造物のギャロッピングに関する一考察，第7回風工学シンポジウム論文集，pp.273～280，1982。
- 5) 白石成人・松本勝・岡南博夫：角状構造物に作用する空気力に関する乱流効果，第29回構造工学シンポジウム論文集，pp.145～152，1983。
- 6) 岡南博夫：変動流中における塔状構造物のギャロッピングに関する研究（Ⅱ），大阪府立工業高等専門学校研究紀要第17巻，pp.37～46，1983。

- 7) Laneville, A., Parkinson, G. V. : Effects of Turbulence on Galloping Bluff Cylinders, Proceedings of the Third International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, Tokyo, Japan, Saicon Co. Ltd., Tokyo, Japan, pp.787~797, 1971.
- 8) 宮田利男・宮崎正男・山田均: 乱れた気流に対する橋梁構造の空力弾性応答に関する2, 3の考察, 第26回構造工学シンポジウム論文集, pp.85~96, 1980.
- 9) Novak, M., Tanaka, H.: Effects of Turbulence on Galloping Instability, Journal of the Engineering Mechanics Division, Proc. of ASCE, Vol.100, No.EM 1, pp.27~47, 1974.
- 10) 桂順治: 流れ方向に細長い長方形断面2次元模型の格子乱流中における風圧分布, 第24回応用力学連合講演会講演論文抄録集, pp.85~92, 1974.
- 11) 中村泰治・大屋裕二・渡辺公彦: 直方体の空力特性に及ぼす乱れの強さおよびスケールの影響, 第7回風工学シンポジウム論文集, pp.91~98, 1982.
- 12) Novak, M. : Galloping Oscillations of Prismatic Structures, Journal of the Engineering Mechanics Division, Proc. of ASCE, Vol.98, No.EM 1, pp.27~46, 1972.
- 13) Bearman, P.W.: An Investigation of the Forces on Flat Plates Normal to a Turbulent Flow, Journal of Fluid Mechanics, Vol.46, Part 1, pp.177~198, 1971.
- 14) Davenport, A.G.: Buffeting of a Suspension Bridge by Storm Winds, Journal of the Structural Division, Proc. of ASCE, Vol.88, No.ST 3, pp.233~268, 1962.
- 15) Gault, J.D., Gunter Jr., D.E. : Atmospheric Turbulence Considerations for Future Aircraft Designed to Operate at Low Altitudes, Journal of Aircraft, Vol.5, No.6, pp.574~577, 1968.
- 16) Novak, M., Davenport, A.G.: Aeroelastic Instability of Prisms in Turbulent Flow, Journal of the Engineering Mechanics Division, Proc. of ASCE, Vol.96, No.EM 1, pp.17~39, 1970.
- 17) Houbolt, J.C. : Atmospheric Turbulence, AIAA Journal, Vol.11, No.4, pp.421~437, 1973.
- 18) 松本勝: 箱型断面を有する土木構造物の耐風性に関する基礎的研究, 京都大学博士論文, 第2編, pp.91~222, 1972.
- 19) Skarecky, R. : Yaw Effects on Galloping Instability, Journal of the Engineering Mechanics Division, Proc. of ASCE, Vol.101, No.EM 6, pp.739~754, 1974.
- 20) 長尾文明: ストローク成分空気力の影響を考慮した箱型断面構造物のガスト応答に関する研究, 徳島大学修士論文, 1981.
- 21) 中村泰治・溝田武人・吉村健: 矩形およびH型断面の空力3分力特性について, 九州大学応用力学研究所報, 第40号, pp.245~255, 1973.

- 22) Kwok, K.C.S., Melbourne, W.H. : Freestream Turbulence Effects on Galloping, Journal of the Engineering Mechanics Division, Proc. of ASCE, Vol.106, No.EM 2, pp.273~288, 1980.
- 23) 小西一郎他：自然強風の耐風工学的特性の調査研究，京都大学，阪神高速道路公団，防災研究協会報告書，1974.
- 24) 塩谷正雄：強風の乱流構造，構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム論文集，pp.9~18, 1974.

第4章 橋梁断面の乱流中における空力不安定振動の1 推定法

4. 1 概 説

一様な気流中で認められる構造物の各種空力現象が気流に含まれる乱れ成分によってどのような影響を受けるかといった問題は、実構造物に作用する自然風が乱れを含む気流であることから極めて重要な問題と言える。風洞実験によって構造断面の耐風性を検討する場合に、格子による乱流発生方法などを利用して空力不安定振動に及ぼす乱れの影響が調べられているのが現状である。しかしながら、風洞内に発生させる乱流が自然風の乱流と必ずしも相似なものではなく、実験的に得られた現象から自然風中における空力現象を推定する際の信頼性は、さらに今後の研究成果に期待するところが大きい。

現在のところ、気流の乱れに起因する構造物の不規則振動現象（ガスト応答あるいはバフティング）に関しては、Davenport¹⁾の研究に従った方法が耐風設計を行う上で比較的生かされたものであろう。しかしながら、この方法にしても自然風の乱流構造に関する情報を必要とし、自然風の乱流構造が不明な点を有することなどによって種々の問題を有することが指摘されている。一方、構造断面のフラッター、ギャロッピング、および渦励振動のような空力不安定振動現象に及ぼす乱れの影響に関しては、これまで報告されている数多くの風洞実験的研究によれば、一般的に、気流に含まれる乱れによって構造物の空力不安定振動を安定化すると言われている。しかしながら、このような風洞実験的な傾向が自然風中においても成立するかどうかは不明な点を残しており、さらに風洞気流と自然風との相似性の問題などによって、実構造物の耐風性に及ぼす乱れの問題を対象とした風洞実験はケーススタディー的な要素を含むものと考えられる。このようなことから、耐風設計上、空力不安定振動に及ぼす乱れの効果に関するメカニズムを把握し、乱流中における現象を推定するためのモデル化した手法を開発することが望まれる。

本研究は、橋梁断面の乱流中における空力不安定振動を推定するための1つの方法を提案しようとするものであるが、このような乱流中における空力不安定振動の推定法に関する方法論的な研究は、多くの不明な問題点を有することからも、現在のところそれほど多くは認められない。今後、基礎的な研究成果の集積によって合理的で信頼性の高い手法が開発されるものと思われる。従来のこの種の方法論的な研究として以下に述べるものが挙げられるであろう。

小林²⁾は、一様流中で測定される2次元模型の風洞実験結果と自然風の乱れに起因した迎角の変動特性に基づき、実橋の耐用年数中における渦励振動の発生確率を推定する方法を求めた。その方法は、渦励振動を発生させる空気力が線形自励空気力であると仮定し、自励空気力に基づく橋梁断面の減衰特性を一様流中において各種の迎角に関して風洞実験的に求め、迎角領域の安定および不安定減衰特性を利用するものである。得られた迎角に関する減衰特性を利用することにより、自然風の気流変動に起因する迎角がスパン方向の位置によって異なることに注目し、スパン全体に作用する空気力を考え渦励振動の安定・不安定を自然風の変動特性を考慮して論じたも

のである。

一方、白石・松本・岡南他³⁾は、偏平逆梯形断面の渦励振動特性が迎角に関して極めて敏感であること、さらに振動振幅に依存することを考慮し、渦励振動を発生させる空気力が迎角、風速、および振幅によって決定されるものとして、渦励振動に及ぼす気流変動の効果を解析した。この方法は、先の小林の研究と同様に一樣流中で測定される橋梁断面の空力減衰特性を変動流中に適用する点では同じ考え方に従うものであるが、文献2)では線形自励空気を考えたものに対し、減衰特性を非定常空気力係数の形で表し迎角と共に振幅に関する非線形性、および風速に関する依存性をも考慮したものとなっている。さらに、実橋の応答挙動を逐次計算法によって求めた。

また、渡辺・高原・江草⁴⁾は文献3)と同様に、一樣流中で実験的に測定された断面の $V-A-\delta$ (風速-振幅-対数減衰率) 図を利用することにより、2次元部分模型を対象として長周期の主流方向変動風中での渦励振動応答を逐次計算法によって時間軸上で求め、風洞実験結果と比較した。

さて、上記の各研究は、主として渦励振動に及ぼす気流の乱れの効果を論じたものであったが、吊橋のフラッターに関する研究として以下に2、3の例を示す。

Ahmadi・Sabzevari⁵⁾は、吊橋のねじり1自由度振動系のフラッターに関する安定性の問題において、気流の乱れの効果を対象とした解析を行った。この理論は、一樣流中で部分模型を用いて測定された換算風速の関数として表される自励空気が乱流中においても変化しないものと仮定してフラッターを議論したものであり、乱れの強さは十分小さいと仮定されている。ここでの乱れの効果は、平均風速方向の風速変動を考えこの変動が定常なランダム関数である場合、自励空気を考慮したフラッターの基本式が時間に関してランダム係数を有する確率微分方程式となることに注目したものである。この確率微分方程式で表されるフラッターの安定問題を Infante⁶⁾によって求められた almost sure asymptotic stability の規準を求めた。また、変動風速成分が非定常な場合には、Ahmadi・Mostaghel⁷⁾による安定性に関する規準を適用して、変動流速が絶対積分可能であれば、吊橋断面が mean square asymptotic stable であるとした。

さらに、Sabzevari・Ahmadi⁸⁾は、先の文献5)のねじり振動に対するものと同様に、たわみ振動系に対しても almost sure stability の規準を求め、旧 Tacoma Narrows 橋および Golden Gate 橋の断面を使用した風洞実験結果によって、ねじり、およびたわみ1自由度振動系のフラッターに対する安定性の規準を検討している。

一方、Lin⁹⁾は上述の吊橋の乱流中における安定問題を考察しており、振動系はねじり1自由度を対象としたものであるが、さらにスパン方向のモードを考慮し、乱流成分としては、平均風速方向と鉛直方向変動成分の2成分を考えた解析を行った。運動方程式は一般化座標で表し、変動風速に起因する強制空気力および自励空気を考え、自励空気に関しては、一樣流中で実験的に測定される空力インディシャル関数で記述し、各々の空気力は乱流中においても一樣流中の結果が適用できるものとしている。運動方程式は時間に関してランダムな係数を有する確率微分方程式を対象とすることは、先の文献5)、8)と同じ考えに従うものと考えられるが、乱流成

分を2成分で評価していることとスパン方向のモードを考慮した振動系を扱っていることより形式が複雑となり、ここでは、基本式をさらに伊藤の確率微分方程式の形式に変換し、その安定問題を検討した。安定条件は、ねじり1自由度変位応答の1次および2次の確率モーメントに対して求められている。

なお、Linの方法においても文献5)、8)と同様に、一様流中におけるフラッター限界風速以下の風速領域となる断面を対象としたものであり、また、一様流中における各種空気力係数が乱流中においても同様であるとしている点など多くの仮定に基づくものであり、極めて限定された問題を対象としているものと考えられ種々の課題を有するものと考えよう。

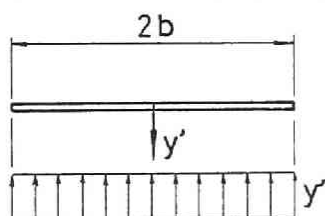
変動流中のギャロッピングの解析を行った研究としては、Laneville・Parkinson¹⁸⁾、Novak¹¹⁾、および Novak・Tanaka¹²⁾の研究が挙げられる。これらの研究は、乱流中の空気力係数が一様流中の結果と異なることを考慮している点では現実的なものと考えられる。しかしながら、乱流中のデータに基づいて応答計算を行うことから判断すれば、乱流中の空力不安定振動応答を推定しようとする立場においては十分ではなく、むしろ、多くの仮定に基づくものであるが、前章で述べた方法が、乱流中のギャロッピングの推定方法としては意味を有するものと考えられる。

さて、本研究は、上述の各々の研究と同様に、一様流中で測定される部分模型の空力特性を利用し、気流の乱流特性を考慮することによって乱流中の空力不安定振動の推定を試みたものである。基本となるデータは、一様流中で実験的に測定される部分模型の $V-A-\delta$ 図である。気流変動の効果を $V-A-\delta$ 図の情報より得るものであるが、断面の振動に起因する相対速度と気流の変動風速とを相対的に取り扱うものであり、自由振動法で求められる空力減衰の振幅特性における振幅の項に変動風速に起因する項を付加することによって気流変動の効果を評価した。文献2)、3)では、一様流中において、ある迎角に設定した際の減衰を求め、迎角に関する空力減衰特性を利用するものであり、変動気流に起因する相対迎角と一様流中の設定迎角とを対応づけて解析したものである。一方、本研究では、断面振動に起因した相対迎角と変動気流に起因する相対迎角とを重ね合わせて評価した。

まず、4.2では、断面の運動に起因する相対風速と変動風速との関連性について述べる。4.3では、非線形空力ダンピングに関して、振動系の振動速度を入力と考えるシステム論的な評価を行い、4.4において、断面振動に起因した相対迎角と変動気流に起因する相対迎角とを重ね合わせて考え、4.3で述べたシステムの評価を行い、変動流中における構造断面の非線形空力減衰特性を求める。4.5では、4.4の結果に従い橋梁断面の自励空気力に及ぼす鉛直方向変動風速成分の効果に関して若干の考察を加える。4.6において変動風速の鉛直方向成分と共に平均風速方向成分の効果を同時に評価する方法を述べ、4.7では、実橋のスパン方向の振動モードを考慮した3次元問題に乱れの効果を導入する。最後に、4.8で本章で得られた結果に関して結論を述べるものとする。

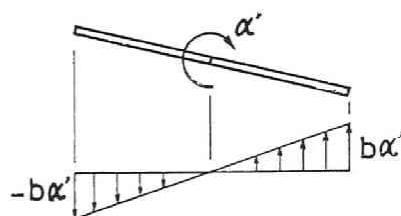
4.2 断面の運動に起因する相対風速と変動風速

本研究では、一様流中で自由振動法によって測定された構造断面の風速－振幅－対数減衰率図を利用することにより変動風中における空力特性を推定することを目的とするものであるが、本節では、まず、構造断面の振動に起因する相対風速と変動風速との関係について述べる。前節でも述べたとおり、気流の変動成分を断面振動に起因する相対風速に重ね合わせて考え、変動風中で自由振動する断面に作用する空気力を評価しようとするものである。なお、Davenport¹³⁾は構造物のガスト応答を解析する際に、変動気流に起因する強制空気力の周波数特性を、水路を利用した一様流中における自由振動実験によって求めている。これは、断面振動に起因する相対速度と気流の変動速度とを対応づけて考えたものである。さらに、白石・松本他¹⁴⁾は、実験的に、変動気流に起因する強制空気力と一様流中における自励空気力との間に密接な関連性の存在を示し、一様流中における情報より乱流中の特性を評価できるとの報告をしている。本研究の基本的な考え方もこの種の相対的問題に注目したものである。



y' : たわみ振動速度

図4.1 たわみ振動と相対風速



α' : ねじり振動速度

図4.2 ねじり振動と相対風速

図4.1に示すように断面がたわみ振動状態にある場合には、相対的に振動速度と逆向きの風速を断面弦長方向に一樣に受けることになる。一方、断面中心を回転中心としてねじり振動状態にある場合には、図4.2に示すように、回転中心からの距離に比例する風速分布を示す。ただし、断面のたわみ振動は下向き振動速度を正、ねじり振動は頭上げを正とし、相対風速は上向きを正とする。

次に、断面が静止した状態で周期的変動風の作用を受けた状態を考えるものとし、鉛直方向変動風速 w を次式で表す。

$$w(t, x) = w_0 \cdot \exp \left\{ -i \cdot \omega \cdot \left(t - \frac{x}{U} \right) \right\} \quad \dots \dots \dots (4.1)$$

ただし、 t : 時間、 x : 断面中心を原点とする位置を表す座標、 U : 平均風速、
 i : 虚数単位、 w_0 : 振幅、 ω : 円振動数、

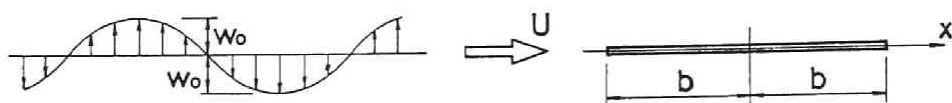


図4.3 変動風速

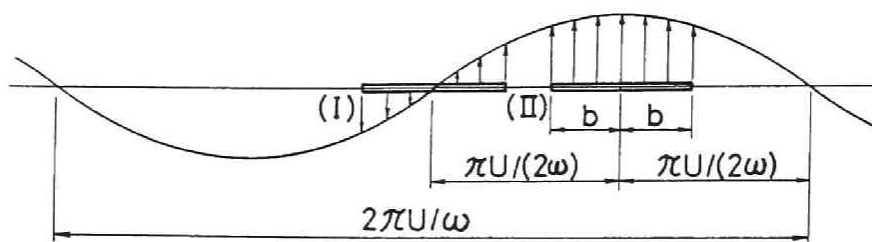


図4.4 断面に作用する周期的変動風速の分布

$2\pi \cdot U / \omega$ が断面幅 $2b$ より十分大きい周期的変動風を受ける場合、図4.4に示すように (I) の状態にある断面は、空間的な分布特性を有するものの相対的に、断面の振動時のたわみ振動速度がゼロでねじり振動速度最大に相当する振動状態が考えられ、一方、(II) の状態は、たわみ振動速度最大でねじり振動速度がゼロに相当する振動状態が想定される。上述のとおり、断面振動速度と周期的変動速度との間には、相対的な関係を有することが知られるが、さらにここでは変動風速の空間的な分布特性を考慮することにより以下のような空間的平均操作を行った評価を加える。

周期的変動風速を、相対的に等価なたわみ振動速度に置換する場合に、前章と同様に変動風速を断面幅 $2b$ 間で平均をとり、これを \bar{y}' と表す。

$$\bar{y}' = \frac{1}{2b} \cdot \int_{-b}^b w(t, x) \cdot dx \quad \dots \dots \dots (4.2)$$

上式に、式(4.1)を代入すれば、

$$\bar{y}' = w_0 \cdot \frac{\sin(k)}{k} \cdot \exp\{i \cdot k \cdot \tau\} \quad \dots \dots \dots (4.3)$$

ここに、 k は換算振動数 ($= b \cdot \omega / U$)、 τ は無次元時間 ($= U \cdot t / b$) である。一方、ねじり振動に起因する x 点の相対風速と変動風速とを次のように考え、

$$x \cdot \alpha' = w(t, x) \quad \dots \dots \dots (4.4)$$

断面幅 $2b$ 間で平均した等価なねじり振動速度を $\bar{\alpha}'$ で表せば、

$$\bar{\alpha}' = \frac{1}{2b} \cdot \int_{-b}^b \frac{w(t, x)}{x} \cdot dx \quad \dots \dots \dots (4.5)$$

となる。式(4.5)に式(4.1)を代入して積分すれば、

$$\bar{\alpha}' = - \frac{i \cdot S_i(k)}{b} \cdot w_0 \cdot \exp\{i \cdot k \cdot \tau\} \quad \dots \dots \dots (4.6)$$

ただし、 $S_i(k)$: 積分正弦関数 ($= k - \frac{k^3}{3 \cdot 3!} + \frac{k^5}{5 \cdot 5!} - \dots$)

となる。さらに、式(4.3)、式(4.6)を無次元化した表示にすれば、

$$\frac{\bar{y}'}{U} = \frac{\sin(k)}{k} \cdot \frac{w_0}{U} \cdot \exp\{i \cdot k \cdot \tau\} \quad \dots\dots\dots (4.7)$$

$$\frac{b \cdot \bar{\alpha}'}{U} = -i \cdot S_i(k) \cdot \frac{w_0}{U} \cdot \exp\{i \cdot k \cdot \tau\} \quad \dots\dots\dots (4.8)$$

となる。式(4.7)、式(4.8)において、 $\sin(k)/k$ 、および $S_i(k)$ は変動風の空間分布特性に起因する空間補正係数であり、換算振動数 k に関する変化特性が知られ、また、 \bar{y}'/U に対して $b \cdot \bar{\alpha}'/U$ は位相が $\pi/2$ だけ遅れることを表す。

このように、正弦波的な周期的変動風速を相対的に、等価なたわみ振動速度およびねじり振動速度と関連づけられ、さらに不規則変動風に対しては、周期的変動風速の振幅が換算風速の関数で表される補正係数で修正されることを考慮すれば、 \bar{y}'/U および $b \cdot \bar{\alpha}'/U$ の分散値 $\sigma_{\bar{y}'}^2$ および $\sigma_{\bar{\alpha}'}^2$ は、それぞれ次のように表される。

$$\sigma_{\bar{y}'}^2 = \frac{1}{U^2} \cdot \int_0^\infty \left(\frac{\sin(k)}{k} \right)^2 \cdot S(k) \cdot dk \quad \dots\dots\dots (4.9)$$

$$\sigma_{\bar{\alpha}'}^2 = \frac{1}{U^2} \cdot \int_0^\infty S_i(k)^2 \cdot S(k) \cdot dk \quad \dots\dots\dots (4.10)$$

ここに、 $S(k)$ は鉛直方向変動風速の片側パワースペクトル密度であり、 $S_i(k)$ は積分正弦関数である。ただし、ここでは、平板状断面を考えるものとする。

式(4.9)において、パワースペクトル密度として式(3.32)で表される Dryden のスペクトルを利用すれば、

$$\sigma_{\bar{y}'}^2 = \xi_{wy}^2 \cdot \left(\frac{\sigma_w}{U} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (4.11)$$

$$\xi_{wy}^2 = \Gamma \cdot \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{1}{\Gamma}\right) \right\} \quad \dots\dots\dots (4.12)$$

ただし、 σ_w/U ：鉛直方向変動風速の乱れの強さ、
 Γ ：無次元乱れのスケール ($=L/2b$)

となる。一方、 $\sigma_{\bar{\alpha}'}^2$ は式(4.10)で表されるとおり、被積分関数のなかに積分正弦関数を含み、これを解析的に求めることは困難であり、したがって、ここでは

$$\sigma_{\bar{\alpha}'}^2 = \xi_{\alpha\alpha}^2 \cdot \left(\frac{\sigma_w}{U} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (4.13)$$

と表し、 $\xi_{\alpha\alpha}^2$ を数値積分で求めることにする。

図4. 5は、Drydenのスペクトルを利用して求めたものであり、実線は式(4.12)で表される ξ_{wy}^2 の L に関する変化特性を表し、破線は ξ_{wa}^2 の L に関する変化特性を数値積分によって求めたものである。同図より、 ξ_{wy}^2 は L が大きくなるに従って1に漸近し、したがって σ_{wy}^2 が $(\sigma_w/U)^2$ に近似的に等しくなってくることを示す。一方、 ξ_{wa}^2 は L が大きくなるに従ってゼロに近づき、したがって σ_{wa}^2 もゼロに近づくことを示す。これらに関しては直感的に知られることと一致するものである。なお、図4. 6はスペクトルの形状

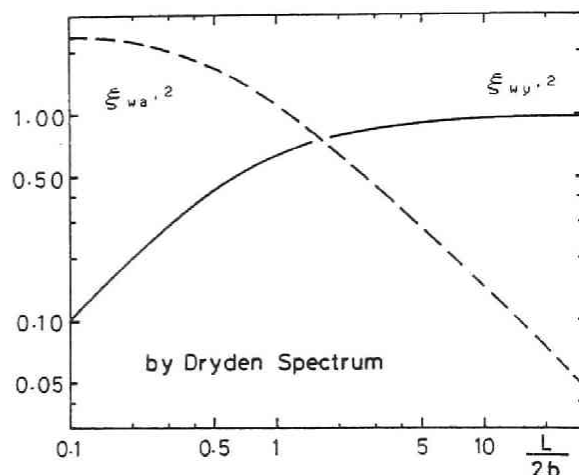


図4. 5 ξ_{wy}^2 および ξ_{wa}^2 の L に関する変化特性

による相違を示すものであり、Dryden および Karman のスペクトルを利用して求めた ξ_{wa}^2 は L が大きくなるに従って差が大きくなっている。Gault・Gunter¹⁵⁾によって、実測された自然風のスペクトルと提案されたスペクトルの形状との比較検討が行われているが、これによれば、Dryden のスペクトルは、特に高周波数側で実測結果より小さくなり、Karmanのスペクトルが実測結果とよく一致するようである。この点より判断すれば、Karman のスペクトルより求めた結果を採用すべきであると思われるが、 L が大きい領域で両者の差がかなり大きくなることより、さらに検討を加えることが望まれる。破線で示した結果は、高度に関するパラメータを導入して表された Panofsky・McCormick のスペクトルを利用して求めたものであり、無次元化した高度 $z/(2b)$ に関する変化特性が知られる。

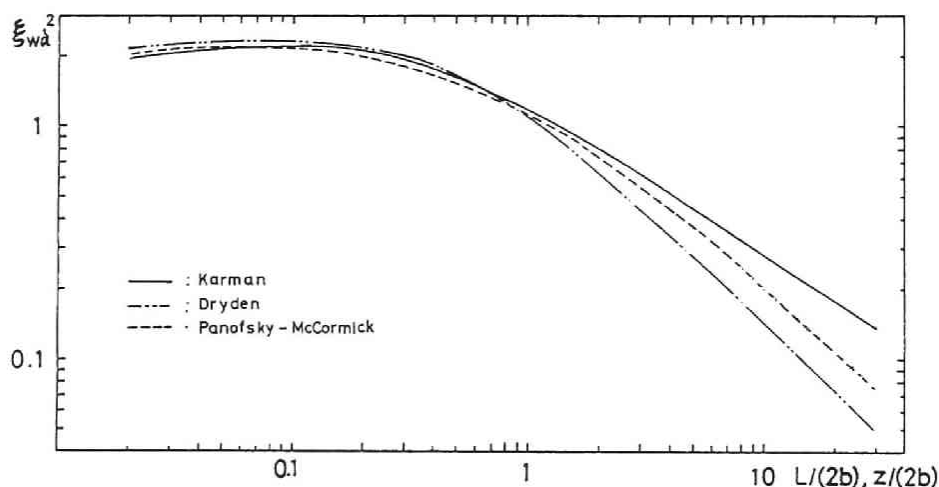


図4. 6 変動風速のスペクトル形状による ξ_{wa}^2 の相違

4. 3 非線形空力ダンピングのシステムの評価

橋梁断面の空力的安定、不安定に関する評価は、一般に振動系の構造減衰特性と空力減衰特性に基づいて行われる。複雑な断面形状を有し、流体力学的に Bluff な特性を有する橋梁断面の空力減衰特性は、振動変位振幅に関して非線形な特性を示すことが風洞実験的に知られている。本節では、断面振動に起因する自励空気力に基づく非線形空力減衰特性に関して、振動速度を入力とする非線形伝達要素を有するシステムを考えることによって評価を行い、次節以降で変動風中で振動する断面に対して、前節で述べた方法を適用することにより断面振動速度と気流変動速度とを同時に入力と見なし、本節で述べるシステムの評価に従った空力不安定振動に及ぼす乱れの効果を推定しようとするものである。

さて、断面振動速度に起因する空気力として、たわみ 1 自由度振動に対する空気力 F_y 、ねじり 1 自由度振動に対するピッチングモーメント M を、それぞれ次のように表す。

$$F_y \left(\frac{y'}{U} \right) = \rho \cdot U^2 \cdot b \cdot C_{Fy} \left(\frac{y'}{U} \right) \quad \dots \dots (4.14)$$

$$M \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) = \rho \cdot U^2 \cdot b^2 \cdot C_n \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) \quad \dots \dots (4.15)$$

$$C_{Fy} \left(\frac{y'}{U} \right) = \sum_{i=1}^l A_i \cdot \left(\frac{y'}{U} \right)^i + \sum_{j=2}^k A_j \cdot \left(\frac{y'}{U} \right)^j \cdot \frac{y'}{|y'|} \quad \dots \dots (4.16)$$

$$C_n \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) = \sum_{i=1}^l B_i \cdot \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right)^i + \sum_{j=2}^k B_j \cdot \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right)^j \cdot \frac{b \cdot \alpha' / U}{|b \cdot \alpha' / U|} \quad \dots \dots (4.17)$$

上式で示すように、 F_y は y'/U に関して非線形であり、 M は $b \cdot \alpha' / U$ に関して非線形となっている。ここに、 y' はたわみ振動速度 (dy/dt)、 α' はねじり振動速度 ($d\alpha/dt$)、 b は断面半弦長、 U は平均風速、 ρ は空気密度である。A および B は係数であり、一般には無次元風速に依存する。なお、準定常空力理論では、前章で示されているとおり無次元風速に依存しない。i は奇数、j は偶数である。

振動系の対数減衰率 δ が、1 サイクル間に成される減衰力による仕事 W と振動系の最大運動エネルギー L とによって

$$\delta = \frac{W}{2L} \quad \dots \dots (4.18)$$

と表され、減衰比 ζ が

$$\zeta = \frac{W}{4\pi L} \quad \dots \dots (4.19)$$

と表されることより、流体力による減衰比は、減衰が急激でないとすれば、たわみ振動に対して

$$\zeta_{vf} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{-\int_0^{2\pi/\omega_y} F_y(y'/U) \cdot y_0 \cdot \omega_y \cdot \cos(\omega_y \cdot t) \cdot dt}{\frac{m \cdot y_0^2 \cdot \omega_y^2}{2}} \quad \dots \dots \dots (4.20)$$

となり、ねじり振動に対しては次式のようになる。

$$\zeta_{af} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{-\int_0^{2\pi/\omega_a} M(b \cdot \alpha'/U) \cdot \alpha_0 \cdot \omega_a \cdot \cos(\omega_a \cdot t) \cdot dt}{\frac{I \cdot \alpha_0^2 \cdot \omega_a^2}{2}} \quad \dots \dots \dots (4.21)$$

ここに、 m は断面の単位長さ当り質量、 I は単位長さ当りの極慣性モーメントである。 y_0 はたわみ振動振幅、 ω_y はたわみ円振動数であり、 α_0 はねじり振動振幅、 ω_a はねじり円振動数である。式(4.20)、式(4.21)に式(4.14)～式(4.17)を代入すれば、たわみ、およびねじり振動に対する空力減衰比 ζ_{vf} 、 ζ_{af} は、それぞれ次のようになる。

$$\begin{aligned} \zeta_{vf} = & -\varepsilon \cdot V_y \cdot \left\{ \sum_{i=1}^1 2 \cdot \frac{i!!}{(i+1)!!} \cdot A_i \cdot \left(\frac{\bar{y}_0}{V_y} \right)^{i-1} \right. \\ & \left. + \sum_{j=2}^k \frac{4}{\pi} \cdot \frac{j!!}{(j+1)!!} \cdot A_j \cdot \left(\frac{\bar{y}_0}{V_y} \right)^{j-1} \right\} \quad \dots \dots (4.22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \zeta_{af} = & -\mu \cdot V_a \cdot \left\{ \sum_{i=1}^1 2 \cdot \frac{i!!}{(i+1)!!} \cdot B_i \cdot \left(\frac{\alpha_0}{V_a} \right)^{i-1} \right. \\ & \left. + \sum_{j=2}^k \frac{4}{\pi} \cdot \frac{j!!}{(j+1)!!} \cdot B_j \cdot \left(\frac{\alpha_0}{V_a} \right)^{j-1} \right\} \quad \dots \dots (4.23) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\rho \cdot b^2}{2 \cdot m} \quad , \quad \mu = \frac{\rho \cdot b^4}{2 \cdot I} \\ V_y &= \frac{U}{b \cdot \omega_y} \quad , \quad V_a = \frac{U}{b \cdot \omega_a} \quad , \quad \bar{y}_0 = \frac{y_0}{b} \\ i!! &= 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots i \quad , \quad j!! = 2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots j \\ (i+1)!! &= 2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots (i+1) \quad , \quad (j+1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (j+1) \end{aligned} \right\} \dots \dots (4.24)$$

ここで、式(4.16)、式(4.17)および式(4.22)、式(4.23)における係数

A, Bは, 2次元模型を使用した風洞実験によってある風速時の自由振動波形を求め, 減衰比を振幅の関数として次式のように表すことにより,

$$\xi_{yf} = \sum_{n=0}^s a_n \cdot \left(\frac{\bar{y}_0}{V_y} \right)^n \quad \dots \dots \dots (4.25)$$

$$\xi_{af} = \sum_{n=0}^s b_n \cdot \left(\frac{\alpha_0}{V_a} \right)^n \quad \dots \dots \dots (4.26)$$

ただし, s は式(4.22), 式(4.23)における k-1, l-1 の大きい方と等しくする.

A_{n+1} と a_n , および B_{n+1} と b_n との関係として次のように表される.

$$A_{n+1} = - \frac{a_n}{\varepsilon \cdot V_y \cdot D_{n+1}} \quad \dots \dots \dots (4.27)$$

$$B_{n+1} = - \frac{b_n}{\mu \cdot V_a \cdot D_{n+1}} \quad \dots \dots \dots (4.28)$$

ここに, D_{n+1} は $n+1$ が奇数 i , および偶数 j に対してそれぞれ次のように表される係数である.

$$D_i = 2 \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot i}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot (i+1)} \quad \dots \dots \dots (4.29)$$

$$D_j = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot j}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (j+1)} \quad \dots \dots \dots (4.30)$$

以上のとおり, 振動速度に起因する自励空気力に基づく非線形空力ダンピングが表示された. 次に, 同様の問題に対して, 振動速度を入力とする非線形伝達要素を考え統計的等価線形化法¹⁶⁾に従った解釈を加える.

式(4.16), 式(4.17)で表される非線形な係数 $C_{Fy}(y'/U)$ および $C_n(b \cdot \alpha'/U)$ を等価な線形要素で置き換える問題であるが, この際, 次のような仮定を行う. (1) 振動系において, 減衰力は1つの閉回路を構成しているが, ここでは振動速度を入力とする非線形伝達要素を考え, フィードバック系全体として考えるものではない. (2) 非線形伝達要素の特性は, 出力が入力の瞬時値だけで決定される, いわゆるゼロメモリーである. なお, このことは, 橋梁断面の振動系をたわみ1自由度振動系およびねじり1自由度振動系で考え, それぞれ系の固有振動数付近で振動することに着目するもの

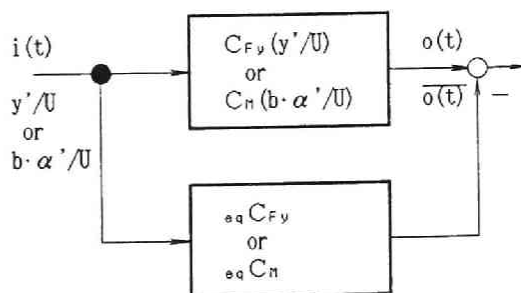


図4.7 等価線形化法模式図

であり、4. 1の概説で述べた従来の研究においても問題を簡単化するため近似的にこのような考え方に従う場合もある。しかしながら、動的空気力に及ぼす乱れの問題において、位相効果が重要な影響を及ぼす場合があり、ここでの仮定は必ずしも許容されるものではなく、今後の研究課題も残されている。(3) 入力変動成分はエルゴード的であり、その平均値はゼロである。

上述のような考えに従って、図4. 7に示すように非線形伝達要素 $C_{Fy}(y'/U)$ および $C_N(b \cdot \alpha'/U)$ に対する等価な線形定数 ${}_{eq}C_{Fy}$, ${}_{eq}C_N$ を求める。非線形伝達要素からの出力を $\bar{y}(t)$, 等価な線形要素からの出力を $\bar{y}(t)$ として

$$\bar{y}(t) - \bar{y}(t) = \Delta \quad \dots \dots \dots (4. 31)$$

の分散 $\sigma \Delta^2$ を最小とするように線形定数を決定するものであり、入力 y'/U , $b \cdot \alpha'/U$ の確率密度関数をそれぞれ $p(y'/U)$, $p(b \cdot \alpha'/U)$ とすれば等価線形定数 ${}_{eq}C_{Fy}$, ${}_{eq}C_N$ は、それぞれ

$${}_{eq}C_{Fy} = \frac{1}{\sigma_{y'/U}^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{y'}{U} \right) C_{Fy} \left(\frac{y'}{U} \right) \cdot p \left(\frac{y'}{U} \right) \cdot d \left(\frac{y'}{U} \right) \quad \dots \dots (4. 32)$$

$${}_{eq}C_N = \frac{1}{\sigma_{b \cdot \alpha'/U}^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) C_N \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) \cdot p \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) \cdot d \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) \quad \dots \dots \dots (4. 33)$$

によって求められる。ここに、 $\sigma_{y'/U}^2$, $\sigma_{b \cdot \alpha'/U}^2$ はそれぞれ y'/U , $b \cdot \alpha'/U$ の分散値である。

特殊な例として、振幅が \bar{y}_0/V_y および α_0/V_α なる正弦波状の入力を考える。この場合、確率密度関数は次に示すようなU形分布を示し、

$$\begin{aligned} p_{y'} \left(\frac{y'}{U} \right) &= \left\{ \pi \left(\left(\frac{\bar{y}_0}{V_y} \right)^2 - \left(\frac{y'}{U} \right)^2 \right)^{1/2} \right\}^{-1} & : \left| \frac{y'}{U} \right| < \frac{\bar{y}_0}{V_y} \\ &= 0 & : \left| \frac{y'}{U} \right| \geq \frac{\bar{y}_0}{V_y} \end{aligned} \quad (4. 34)$$

$$\begin{aligned} p_{\alpha'} \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) &= \left\{ \pi \left(\left(\frac{\alpha_0}{V_\alpha} \right)^2 - \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right)^2 \right)^{1/2} \right\}^{-1} & : \left| \frac{b \cdot \alpha'}{U} \right| < \frac{\alpha_0}{V_\alpha} \\ &= 0 & : \left| \frac{b \cdot \alpha'}{U} \right| \geq \frac{\alpha_0}{V_\alpha} \end{aligned} \quad (4. 35)$$

$C_{Fy}(y'/U)$, $C_N(b \cdot \alpha'/U)$ が奇関数であること、および部分積分の公式を適用すれば、

式(4.32), 式(4.33)より,

$$\begin{aligned} {}_{eq}C_{Fy} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{\sigma_{y'}/U^2} \cdot \int_{\bar{y}_0/V_y}^{\bar{y}_0/V_y} \frac{dC_{Fy}(\frac{y'}{U})}{d(\frac{y'}{U})} \\ \cdot \{ (\frac{\bar{y}_0}{V_y})^2 - (\frac{y'}{U})^2 \}^{1/2} \cdot d(\frac{y'}{U}) \quad \dots (4.36) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} {}_{eq}C_n = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{\sigma_{b \cdot a'}/U^2} \cdot \int_{\alpha_0/V_a}^{\alpha_0/V_a} \frac{dC_n(\frac{b \cdot \alpha'}{U})}{d(\frac{b \cdot \alpha'}{U})} \\ \{ (\frac{\alpha_0}{V_a})^2 - (\frac{b \cdot \alpha'}{U})^2 \}^{1/2} \cdot d(\frac{b \cdot \alpha'}{U}) \quad \dots (4.37) \end{aligned}$$

となる。式(4.36), 式(4.37)に式(4.16), 式(4.17)を代入し, 正弦波の振幅と分散値との関係

$$\sigma_{y'}/U^2 = \frac{(\bar{y}_0/V_y)^2}{2} \quad \dots (4.38)$$

$$\sigma_{b \cdot a'}/U^2 = \frac{(\alpha_0/V_a)^2}{2} \quad \dots (4.39)$$

を用いれば, 等価線形定数はそれぞれ次のように表される。

$$\begin{aligned} {}_{eq}C_{Fy} = \sum_{i=1}^1 2 \cdot \frac{i!!!}{(i+1)!!!} \cdot A_i \cdot (\frac{\bar{y}_0}{V_y})^{i-1} \\ + \sum_{j=2}^k \frac{4}{\pi} \cdot \frac{j!!!}{(j+1)!!!} \cdot A_j \cdot (\frac{\bar{y}_0}{V_y})^{j-1} \quad \dots (4.40) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} {}_{eq}C_n = \sum_{i=1}^1 2 \cdot \frac{i!!!}{(i+1)!!!} \cdot B_i \cdot (\frac{\alpha_0}{V_a})^{i-1} \\ + \sum_{j=2}^k \frac{4}{\pi} \cdot \frac{j!!!}{(j+1)!!!} \cdot B_j \cdot (\frac{\alpha_0}{V_a})^{j-1} \quad \dots (4.41) \end{aligned}$$

したがって, 非線形式(4.14), 式(4.15)で表される自励空気が作用する1自由度振動系の運動方程式は, 等価線形定数を用いることにより近似的に

$$y'' + 2\zeta_{y0} \cdot \omega_{y0} \cdot y' + \omega_{y0}^2 \cdot y = \frac{\rho \cdot U \cdot b}{m} \cdot {}_{eq}C_{Fy} \cdot y' \quad \dots (4.42)$$

$$\alpha'' + 2\zeta_{a0} \cdot \omega_{a0} \cdot \alpha' + \omega_{a0}^2 \cdot \alpha = \frac{\rho \cdot U \cdot b^3}{I} \cdot {}_{eq}C_n \cdot \alpha' \quad \dots (4.43)$$

ただし, $y'' = d^2y/dt^2$, $y' = dy/dt$, $\alpha'' = d^2\alpha/dt^2$, $\alpha' = d\alpha/dt$

と表され、式(4.24)で表される無次元パラメータを導入して整理すれば、次のように表される。

$$y'' + 2\omega_{y0} \cdot (\zeta_{y0} - \varepsilon \cdot V_y \cdot \alpha_q C_{Fy}) \cdot y' + \omega_y^2 \cdot y = 0 \quad \dots \dots (4.44)$$

$$\alpha'' + 2\omega_{\alpha 0} \cdot (\zeta_{\alpha 0} - \mu \cdot V_\alpha \cdot \alpha_q C_{Fn}) \cdot \alpha' + \omega_\alpha^2 \cdot \alpha = 0 \quad \dots \dots (4.45)$$

ここに、 ζ_{y0} 、 $\zeta_{\alpha 0}$ は、それぞれたわみ振動系およびねじり振動系の無風時の減衰比である。上式より、ある風速における空力減衰比 ζ_{yr} 、 $\zeta_{\alpha r}$ は

$$\zeta_{yr} = -\varepsilon \cdot V_y \cdot \alpha_q C_{Fy} \quad \dots \dots \dots (4.46)$$

$$\zeta_{\alpha r} = -\mu \cdot V_\alpha \cdot \alpha_q C_{Fn} \quad \dots \dots \dots (4.47)$$

のように表され、 $\alpha_q C_{Fy}$ 、 $\alpha_q C_{Fn}$ に式(4.40)、式(4.41)を代入すれば、先の式(4.22)、式(4.23)と同じ結果になる。

式(4.22)、式(4.23)は、正減衰あるいは負減衰状態において、1サイクル間では振幅が変化しないと仮定して求められたものであり、一方、統計的等価線形化法では、非線形伝達要素の入力として定常状態の入力を考えている。この点で両者は同じ仮定に基づいて求められたものと考えられる。上述のとおり、振動系の自動空気力に基づく非線形空力ダンピングは、振動速度を入力とする非線形伝達要素によってシステム的に評価することができ、入力が不規則変動の場合には、非線形特性を統計的な等価線形化法によって線形的に評価できる。統計的等価線形化法では、入力の分散と確率密度関数とが与えられれば、非線形伝達要素の等価な線形定数が決定され、したがって、気流の乱れに起因した不規則振動状態にある振動系の応答の分散と確率密度関数を知ることができれば、等価な線形空力減衰を評価することができる。次節において、このような方法に従って、変動風中における橋梁断面の空力減衰特性に及ぼす乱れの効果に関して述べる。

4.4 変動流中における橋梁断面の非線形空力ダンピング

たわみ、およびねじり1自由度振動系の非線形伝達要素の関数形は、それぞれ y' / U および $b \cdot \alpha' / U$ に関する高次多項式として式(4.16)、式(4.17)のように表されるものとする。このとき、自由振動法によって求められた $V-A-\delta$ 図より、一様流中における橋梁断面の空力減衰比を無次元振幅 \overline{y}_0 / V 、および α_0 / V の高次多項式として式(4.25)、式(4.26)のように表せば、非線形伝達要素の関数形の各係数は式(4.27)、式(4.28)のように求められる。したがって、非線形伝達要素の関数形は風洞実験によって求められ

た $V-A-\delta$ 図を利用することにより決定される。いま、入力となる y' / U および $b \cdot \alpha' / U$ の確率密度関数がそれぞれ

$$p_{y'} \left(\frac{y'}{U} \right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{y'}/U} \cdot \exp \left\{ - \frac{(y' / U)^2}{2 \cdot \sigma_{y'}/U^2} \right\} \quad \cdots (4.48)$$

$$p_{\alpha'} \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{b \cdot \alpha'}/U} \cdot \exp \left\{ - \frac{(b \cdot \alpha' / U)^2}{2 \cdot \sigma_{b \cdot \alpha'}/U^2} \right\} \quad \cdots (4.49)$$

と表される正規分布を考えれば、式 (4.16)、式 (4.17)、および式 (4.32)、式 (4.33) によって、等価線形定数は、それぞれ

$$\begin{aligned} {}_{eq}C_{Fy} = & \sum_{i=1}^k i! \cdot A_i \cdot \sigma_{y'}/U^{i-1} + \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \sum_{j=1}^l \frac{1}{2} 2^{j/2} \cdot \left(\frac{j}{2} \right)! \cdot A^j \cdot \sigma_{y'}/U^{j-1} \\ & \cdots \cdots \cdots (4.50) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} {}_{eq}C_N = & \sum_{i=1}^k i! \cdot B_i \cdot \sigma_{b \cdot \alpha'}/U^{i-1} + \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \sum_{j=1}^l \frac{1}{2} 2^{j/2} \cdot \left(\frac{j}{2} \right)! \cdot B^j \cdot \sigma_{b \cdot \alpha'}/U^{j-1} \\ & \cdots \cdots \cdots (4.51) \end{aligned}$$

ただし、 i は奇数、 j は偶数とする。

となる。このように、ある不規則外乱によって、不規則振動状態にある橋梁断面の非線形な空力減衰は、振動速度の分散値が与えられれば、等価な線形定数として評価される。

ここで、変動風中における橋梁断面に作用する外乱として気流の乱れに起因する風荷重を考える。この場合、4.2で述べた方法に従って、断面振動速度と共に気流の流速変動成分を非線形伝達要素の入力とする。図4.8に示すブロック図において、 $f(x_1, x_2)$ が非線形伝達要素であり、入力 x_1 が断面の振動速度 (y' / U 、 $b \cdot \alpha' / U$)、 x_2 が変動風速成分に対応するものである。なお、 x_2 はたわみ振動およびねじり振動に寄与する形で空間的に平均された変動風速成分を考えるものであり、4.2で述べた方法に従う。また、 x_3 は振動変位であり、

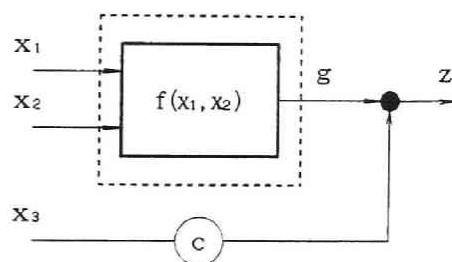


図4.8 空力伝達システム

変位に関する自励空気力は微小であるとする。 z は自励空気力と変動風に起因する空気力を表すものであり、これが振動系に入力され、全体的にはフィードバックシステムであるが、ここでは簡単化するため図4.8に示す破線で囲まれた非線形要素のみを考え、この部分の等価線形化を行う。 x_1 、 x_2 、 x_3 はゼロ平均とする。

さて、 x_1, x_2 の同時入力に対して非線形要素の等価線形要素を求めることになるが、ここでは、 x_1, x_2 それぞれの入力に対して別々の等価線形要素で置き換えるものとし、非線形要素の出力 g を

$$g = f(x_1, x_2) \quad \rightarrow \quad g = C_1 \cdot x_1 + C_2 \cdot x_2 \quad \cdots \cdots (4.52)$$

のように表すことにより、等価線形定数 C_1, C_2 を決定する。この場合、 C_1, C_2 は文献 16) に従い、

$$C_1 = \frac{\sigma_{22}}{\sigma_1^2 \cdot \sigma_2^2 - \sigma_{12} \cdot \sigma_{21}} \cdot E[x_1 \cdot f(x_1 + x_2)] \\ - \frac{\sigma_{12}}{\sigma_1^2 \cdot \sigma_2^2 - \sigma_{12} \cdot \sigma_{21}} \cdot E[x_2 \cdot f(x_1 + x_2)] \quad \cdots \cdots (4.53)$$

$$C_2 = \frac{\sigma_{12}}{\sigma_1^2 \cdot \sigma_2^2 - \sigma_{12} \cdot \sigma_{21}} \cdot E[x_2 \cdot f(x_1 + x_2)] \\ - \frac{\sigma_{21}}{\sigma_1^2 \cdot \sigma_2^2 - \sigma_{12} \cdot \sigma_{21}} \cdot E[x_1 \cdot f(x_1 + x_2)] \quad \cdots \cdots (4.54)$$

のように求められる。ここに、 σ_1^2, σ_2^2 は x_1, x_2 の分散、 σ_{12}, σ_{21} は x_1, x_2 の共分散である。

変動風中において橋梁断面が自励振動状態にあつて負減衰状態、あるいは定常振動状態の場合、また、ある攪乱を与えられて正減衰状態で振動中の断面に対しては、非線形伝達要素の入力としての変動風速と断面振動速度とは近似的に独立と見なすことができる。したがって、式(4.53)、式(4.54)において共分散 σ_{12}, σ_{21} が近似的にゼロと仮定される。なお、この状態は、断面の空力特性を表す $V-A-\delta$ 図を作成する際に実施される風洞実験状態に相当するものと考えられる。ここで、空間平均した変動風速の確率密度関数が式(4.55)、式(4.56)に示すように正規分布で表されるものとし、振動速度の確率密度関数は、ある振幅の定常振動を考え、式(4.34)、式(4.35)で表されるものとする。

$$p_{wy} \left(\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_y \right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{wy}} \cdot \exp \left\{ - \frac{(\bar{w}/U)_y^2}{2 \cdot \sigma_{wy}^2} \right\} \\ \cdots \cdots (4.55)$$

$$p_{wa} \left(\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_a \right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{wa}} \cdot \exp \left\{ - \frac{(\bar{w}/U)_a^2}{2 \cdot \sigma_{wa}^2} \right\} \\ \cdots \cdots (4.56)$$

ここに、 $(\bar{w}/U)_y$ はたわみ振動速度に相対的に対応づけられる空間平均した変動風速であり、

$(\bar{w}/U)_{a'}$ はねじり振動速度に相対的に対応づけられる空間平均した変動風速である。また、 $\sigma_{wy'}^2$, $\sigma_{wa'}^2$ は $(\bar{w}/U)_{y'}$, $(\bar{w}/U)_{a'}$ の分散であり、式 (4.9), 式 (4.10) で表される。さらに、式 (4.38), 式 (4.39) の関係を用いることにより、たわみ振動に関する等価線形定数 $C_{y'}$, $C_{wy'}$, およびねじり振動に関する等価線形定数 $C_{a'}$, $C_{wa'}$ は

$$C_{y'} = \frac{2}{(\bar{y}_0/V_y)^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{y'}{U} \right) \cdot C_{Fy} \left(\frac{y'}{U} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'} \right) \cdot p_{y'} \left(\frac{y'}{U} \right) \cdot p_{wy'} \left(\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'} \right) \cdot d \left(\frac{y'}{U} \right) \cdot d \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'} \cdot \dots \quad (4.57)$$

$$C_{wy'} = \frac{1}{\sigma_{wy'}^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'} \cdot C_{Fy} \left(\frac{y'}{U} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'} \right) \cdot p_{y'} \left(\frac{y'}{U} \right) \cdot p_{wy'} \left(\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'} \right) \cdot d \left(\frac{y'}{U} \right) \cdot d \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'} \cdot \dots \quad (4.58)$$

$$C_{a'} = \frac{2}{(\bar{\alpha}_0/V_a)^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) \cdot C_n \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'} \right) \cdot p_{a'} \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) \cdot p_{wa'} \left(\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'} \right) \cdot d \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) \cdot d \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'} \cdot \dots \quad (4.59)$$

$$C_{wa'} = \frac{1}{\sigma_{wa'}^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'} \cdot C_n \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'} \right) \cdot p_{a'} \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) \cdot p_{wa'} \left(\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'} \right) \cdot d \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right) \cdot d \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'} \cdot \dots \quad (4.60)$$

と表される。ここに、 $C_{y'}$ はたわみ振動速度に関するものであり、 $C_{wy'}$ はたわみ振動速度に対応づけられるように空間平均した変動風速に関するものである。一方、 $C_{a'}$ はねじり振動速度に関するものであり、 $C_{wa'}$ はねじり振動速度に対応づけられるように空間平均した変動風速に関するものである。なお、 C_{Fy} , C_n として式 (4.16), 式 (4.17) のような関数形を用いれば、実験結果が示す特性に近似させやすいが、ここでは変数が2ケとなり、式 (4.16), 式 (4.17) の絶対値の評価を行う際に計算が複雑となるため次のような近似関数で表す。

$$C_{Fy} \left(\frac{y'}{U} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'} \right) = \sum_{i=1}^k A_i \sum_{r=0}^i \left(\frac{i}{r} \right) \cdot \left(\frac{y'}{U} \right)^{i-r} \cdot \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'}^{r-1} \quad (4.61)$$

$$C_n \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'} \right) = \sum_{i=1}^k B_i \sum_{r=0}^i \left(\frac{i}{r} \right) \cdot \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} \right)^{i-r} \cdot \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'}^{r-1} \quad (4.62)$$

ただし、 i は奇数

式(4.34)、式(4.35)、式(4.55)、式(4.56)、式(4.61)、式(4.62)を式(4.57)～式(4.60)に代入して積分すれば、次のようになる。

$$C_{y'} = \sum_{r=0}^{i-1} \left\{ \sum_{n=r}^{i-1} \frac{1}{2} \cdot A_{n+1} \cdot (n+1) \cdot \left(\frac{n}{r} \right) \cdot (n-r-1)!! \cdot \frac{(r-1)!!}{(r+2)!!} \cdot \sigma_{wy}^{-, n-r} \right\} \cdot \left(\frac{\bar{y}_0}{V_y} \right)^r \quad (4.63)$$

$$C_{wy} = \sum_{i=1}^k i \cdot A_i \cdot \left\{ \sum_{r=0}^{i-1} \left(\frac{i-1}{r} \right) \cdot \frac{(r-1)!!}{r!!} \cdot (i-r-2)!! \cdot \sigma_{wy}^{-, i-1-r} \cdot \left(\frac{\bar{y}_0}{V_y} \right)^r \right\} \quad (4.64)$$

$$C_{a'} = \sum_{r=0}^{i-1} \left\{ \sum_{n=r}^{i-1} \frac{1}{2} \cdot B_{n+1} \cdot (n+1) \cdot \left(\frac{n}{r} \right) \cdot (n-r-1)!! \cdot \frac{(r-1)!!}{(r+2)!!} \cdot \sigma_{wa}^{-, n-r} \right\} \cdot \left(\frac{\alpha_0}{V_a} \right)^r \quad (4.65)$$

$$C_{wa} = \sum_{i=1}^k i \cdot B_i \cdot \left\{ \sum_{r=0}^{i-1} \left(\frac{i-1}{r} \right) \cdot \frac{(r-1)!!}{r!!} \cdot (i-r-2)!! \cdot \sigma_{wa}^{-, i-1-r} \cdot \left(\frac{\alpha_0}{V_a} \right)^r \right\} \quad (4.66)$$

ここに、 i は奇数、 r はゼロおよび偶数とし、 $i!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots i$ 、 $0!! = (-1)!! = 1$ とする。

式(4.63)、式(4.65)で表された $C_{y'}$ および $C_{a'}$ は、前節で述べた一様流中における等価線形定数 ${}_{eq}C_{Fy}$ 、 ${}_{eq}C_n$ に対応するものであり、気流の乱れの特徴を表すパラメータによって修正された形式を示す。したがって、橋梁断面のたわみ1自由度およびねじり1自由度振動系のある風速時の対数減衰率は、それぞれ

$$\delta_y = 2\pi \cdot (\xi_{y0} - \varepsilon \cdot V_y \cdot C_{y'}) \quad \dots \dots \dots (4.67)$$

$$\delta_a = 2\pi \cdot (\xi_{a0} - \mu \cdot V_a \cdot C_{a'}) \quad \dots \dots \dots (4.68)$$

となり、一様流中で風洞実験的に求められたV-A- δ 図より、変動流中のV-A- δ 図が気流の乱れの特徴を表す $\sigma_{wy'}$ 、および $\sigma_{wa'}$ をパラメータとして推定される。なお、ここでは、 A_i 、 B_i は*i*が奇数となっており、前節の式(4.25)、式(4.26)で表される ξ_{yf} 、 ξ_{af} は、無次元振幅に関して偶関数で表され、係数 a_n 、 b_n の*n*は偶数項のみとなる。係数Aとa、Bとbの関係は式(4.27)、式(4.28)、式(4.29)によって表される。前章で述べた準定常空気力理論では、係数A、Bは風速によらず一定と仮定されたものであるが、一般には、V-A- δ 図からも知られるとおり、係数a、bは換算風速によって変化し、したがってここでは、各風速ごとに係数A、Bを実験的に求めようとするものである。

式(4.64)、式(4.66)で表される $C_{wy'}$ 、 $C_{wa'}$ は、気流の乱れに起因して断面に不規則振動を発生させる際の変動風速と空気力とを結びつける伝達要素の等価線形定数である。自励振動に関する橋梁断面の安定性を議論する場合には、一般にはフラッターを対象とし、したがって断面の応答は定常な規則的な振動波形を考えた。一方、フラッター限界風速以下のガスト応答領域では、断面の応答は不規則振動となり、振動速度応答の分布を正規分布で表されるものとすれば、

$$C_{y'} = \sum_{r=0}^{i-1} \left\{ \sum_{n=r}^{i-1} A_{n+1} \cdot (n+1) \cdot \binom{n}{r} \cdot (n-r-1)!! \cdot (r-1)!! \right. \\ \left. \cdot \sigma_{wy'}^{n-r} \right\} \cdot \sigma_{y' \setminus U}^r \quad \dots \dots \dots (4.69)$$

$$C_{wy'} = \sum_{r=0}^{i-1} \left\{ \sum_{n=r}^{i-1} A_{n+1} \cdot (n+1) \cdot \binom{n}{r} \cdot (n-r-1)!! \cdot (r-1)!! \right. \\ \left. \cdot \sigma_{y' \setminus U}^{n-r} \right\} \cdot \sigma_{wy'}^r \quad \dots \dots \dots (4.70)$$

$$C_{a'} = \sum_{r=0}^{i-1} \left\{ \sum_{n=r}^{i-1} B_{n+1} \cdot (n+1) \cdot \binom{n}{r} \cdot (n-r-1)!! \cdot (r-1)!! \right. \\ \left. \cdot \sigma_{wa'}^{n-r} \right\} \cdot \sigma_{ba' \setminus U}^r \quad \dots \dots \dots (4.71)$$

$$C_{wa'} = \sum_{r=0}^{i-1} \left\{ \sum_{n=r}^{i-1} B_{n+1} \cdot (n+1) \cdot \binom{n}{r} \cdot (n-r-1)!! \cdot (r-1)!! \right. \\ \left. \cdot \sigma_{ba' \setminus U}^{n-r} \right\} \cdot \sigma_{wa'}^r \quad \dots \dots \dots (4.72)$$

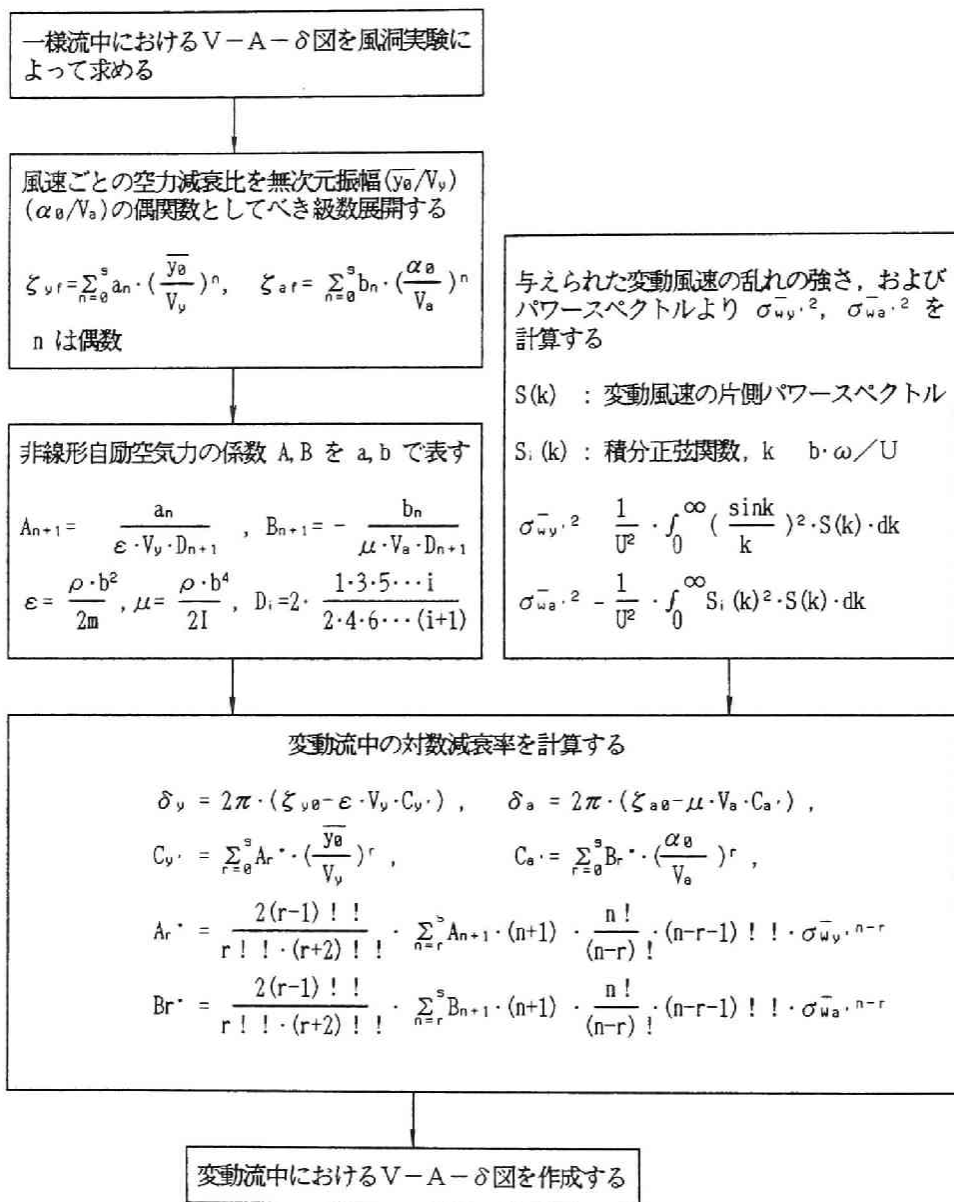


図4.9 変動流中におけるV-A- δ 図を作成するためのフローチャート

ただし、 ζ_{y0} ：たわみ振動系の無風時の減衰比、 ζ_{a0} ：ねじり振動系の無風時の減衰比、
 ω_{y0} ：たわみ振動系の固有円振動数、 ω_{a0} ：ねじり振動系の固有円振動数

さて、前節までで述べた空力減衰は、 $\omega_{y0} = \omega_y$ 、 $\omega_{a0} = \omega_a$ とした振動状態を考えたものであり、式(4.75)、式(4.77)によれば

$$\zeta_{yf} = \zeta_y - \zeta_{y0} = -\varepsilon \cdot H_1^* \quad \dots \dots \dots (4.79)$$

$$\zeta_{af} = \zeta_a - \zeta_{a0} = -\mu \cdot A_2^* \quad \dots \dots \dots (4.80)$$

となる。また、式(4.46)、式(4.47)より

$$H_1^* = V_y \cdot \varepsilon_0 C_{Fy} \quad \dots \dots \dots (4.81)$$

$$A_2^* = V_a \cdot \mu_0 C_{Hn} \quad \dots \dots \dots (4.82)$$

となる。ある風速における橋梁断面の減衰率は、風洞実験によって求められ、風速－振幅－対数減衰率の関係として図示(V-A- δ 図)されるが、一般に振幅に関して非線形である。したがって、 H_1^* 、 A_2^* も振幅に関して非線形性を示し、等価な線形定数として評価されるものと考えられる。本研究では、このように、ある風速時の系の振動数が固有振動数と近似的に等しいと仮定される現象を対象としたものであり、もう少し一般的には、式(4.73)～式(4.78)から厳密に評価されなければならないであろう。

さて、図4.10に示すような単純な減衰特性を有する2つの場合に対して、たわみ、およびねじり1自由度振動系のフラッター限界風速に及ぼす乱れの効果を推定しよう。

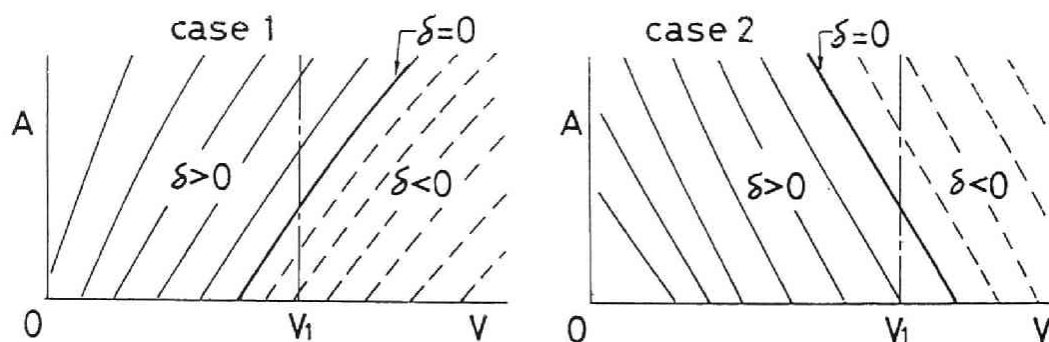


図4.10 V-A- δ

図4. 10に示す $V-A-\delta$ 図において、ある風速 V_1 における空力減衰比 ζ_r は、図4. 11に示すような振幅に関する非線形性を示す。これらを、振幅に関する偶関数として式(4. 83)、式(4. 84)のように簡単な2次関数で表されるものとするれば、

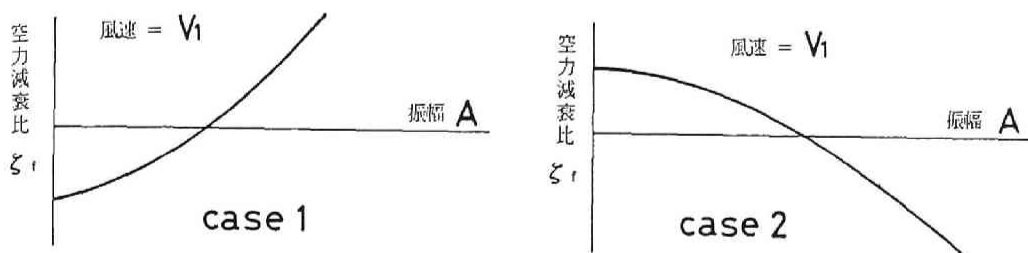


図4. 11 ζ_r-A

$$\text{Case 1 : } \zeta_r = -a_1 + b_1 \cdot A^2 \quad \dots \dots \dots (4. 83)$$

$$\text{Case 2 : } \zeta_r = a_2 - b_2 \cdot A^2 \quad \dots \dots \dots (4. 84)$$

ただし、各係数 a_1, b_1, a_2, b_2 は全て正数とし、たわみ振動に関しては振幅 A を無次元振幅 \bar{y}_0/V_y 、ねじり振動に関しては α_0/V_θ で置き換えるものとする。

非線形自励空気力の係数は、式(4. 27)、式(4. 28)より次のように表される。

$$y \left[\begin{array}{l} \text{Case 1: } A_1 = \frac{a_1}{\varepsilon \cdot V_{1y}} \quad , \quad A_3 = -\frac{4 \cdot b_1}{3 \varepsilon \cdot V_{1y}} \\ \text{Case 2: } A_1 = -\frac{a_2}{\varepsilon \cdot V_{1y}} \quad , \quad A_3 = \frac{4 \cdot b_2}{3 \varepsilon \cdot V_{1y}} \end{array} \right] \quad \dots (4. 85)$$

$$\alpha \left[\begin{array}{l} \text{Case 1: } B_1 = \frac{a_1}{\mu \cdot V_{1\alpha}} \quad , \quad B_3 = -\frac{4 \cdot b_1}{3 \mu \cdot V_{1\alpha}} \\ \text{Case 2: } B_1 = -\frac{a_2}{\mu \cdot V_{1\alpha}} \quad , \quad B_3 = \frac{4 \cdot b_2}{3 \mu \cdot V_{1\alpha}} \end{array} \right] \quad \dots (4. 86)$$

したがって、変動流中における H_1^* 、 A_2^* は、式(4. 81)における ${}_{00}C_F y$ を式(4. 63)で表される C_y で置き換え、式(4. 82)における ${}_{00}C_n$ を式(4. 65)で表される C_α で置き換えることによって求められ、各々の場合に対して次のように表される。

$$y \left[\begin{array}{l} \text{Case 1: } H_1^* = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \{ (a_1 - 4b_1 \cdot \sigma_{wy}^2) - b_1 \cdot \left(\frac{\bar{y}_0}{V_{1y}} \right)^2 \} \\ \text{Case 2: } H_1^* = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \{ (-a_2 + 4b_2 \cdot \sigma_{wy}^2) + b_2 \cdot \left(\frac{\bar{y}_0}{V_{1y}} \right)^2 \} \end{array} \right] \quad \dots (4.87)$$

$$\alpha \left[\begin{array}{l} \text{Case 1: } A_2^* = \frac{1}{\mu} \cdot \{ (a_1 - 4b_1 \cdot \sigma_{\bar{w}a}^2) - b_1 \cdot \left(\frac{\alpha_0}{V_{1a}} \right)^2 \} \\ \text{Case 2: } A_2^* = \frac{1}{\mu} \cdot \{ (-a_2 + 4b_2 \cdot \sigma_{\bar{w}a}^2) + b_2 \cdot \left(\frac{\alpha_0}{V_{1a}} \right)^2 \} \end{array} \right] \dots (4.88)$$

フラッターゼロ発振風速を求める場合には、振幅がゼロにおける H_1^* 、および A_2^* を用いることになり、上記各式において $\bar{y}_0/V_0=0$ 、 $\alpha_0/V_a=0$ に対する H_1^* 、 A_2^* で評価される。乱れた気流中においては、 $\sigma_{\bar{w}v}$ および $\sigma_{\bar{w}a}$ によって、 H_1^* 、 A_2^* は、一様流中におけるものと比較してCase 1では小さくなり、Case 2では大きくなるのが式(4.87)、式(4.88)より知られ、各風速ごとに振幅ゼロにおける H_1^* 、 A_2^* が求められれば、一様流中と乱流中との関係が、Case 1 と Case 2 に対して図4.12のように表される。

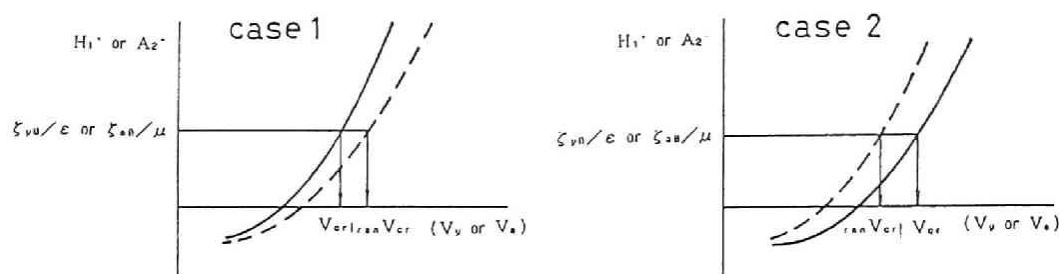


図4.12 H_1^* 、 A_2^* の一様流中と乱流中との比較

また、フラッター限界風速は、次の条件によって決定され、

$$\text{たわみ振動} : H_1^* = \xi_{v0}/\epsilon \dots (4.89)$$

$$\text{ねじり振動} : A_2^* = \xi_{a0}/\mu \dots (4.90)$$

したがって、図4.12にも示されているとおり、一様流中におけるゼロ発振限界風速 V_{cr} と変動流中におけるゼロ発振限界風速 $_{ran}V_{cr}$ との関係は、

$$\text{Case 1} : _{ran}V_{cr} > V_{cr} \dots (4.91)$$

$$\text{Case 2} : _{ran}V_{cr} < V_{cr} \dots (4.92)$$

となる。すなわち、Case 1のような減衰特性を有する橋梁断面は気流の乱れによってフラッ

ター限界風速は高くなり、一方、Case 2のような減衰特性に対しては、気流の乱れはフラッター限界風速を低下させ危険側に作用することが知られる。

なお、ここでは変動風中におけるゼロ発振限界風速を考えたが、変動風中においては、橋梁断面は常にバフティング振動状態にあり、一般に自励空気力による不安定振動の発生限界風速値を明確に定めることは困難である。以下に、一樣流中と変動風中における風速－振幅図の1例を示す。

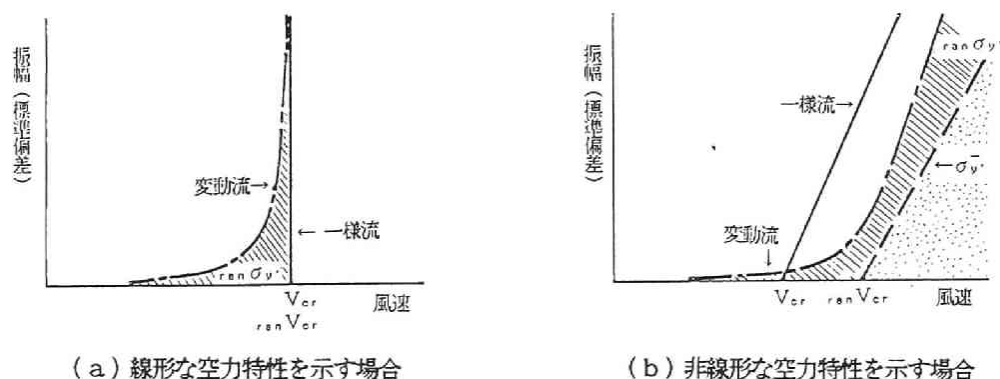


図4.13 一樣流中と変動流中における風速－振幅図

図4.13(a)は線形な空力特性を有する場合であり、この場合は、前述の考え方に従えば、 V_{cr} と $r_{an}V_{cr}$ は同じ値となる。一方、図4.13(b)は非線形な空力特性を有する場合であり、先のCase 1に相当し、 $r_{an}V_{cr}$ は V_{cr} より大きくなる。ただし、変動風中の応答は一点鎖線で示すように、変動気流に起因するバフティング応答成分 $r_{an}\sigma_y$ と平均化された自励空気力に起因する応答成分 σ_y とから成り立ち、前述の $r_{an}V_{cr}$ は σ_y の風速変化特性を表す破線と横軸との交点として決定されるものである。したがって、風洞実験的には、バフティングの存在によって $r_{an}V_{cr}$ を明確に決定することが困難な場合が多い。一般に、 $r_{an}V_{cr}$ 以下の風速領域のバフティング振動は不規則であり、変位応答の確率密度関数は正規分布形を示し、一方、 $r_{an}V_{cr}$ より高風速領域では、図4.13(b)に示されているとおり、バフティング振動成分と共に、平均的な自励空気力に起因した一定振幅の定常振動成分とから成り、この領域の変位応答の確率密度関数は、正規分布とU形分布との中間的な特性を示すものと考えられる。

4.6 風速－振幅－空力減衰特性に及ぼす鉛直、および主流方向変動風速成分の影響

前節までは、準定常的な考えに準じて、空力減衰特性に及ぼす鉛直方向変動風速成分の影響に関して述べたものであり、特に橋梁断面のフラッター風速領域を対象とした。準定常的評価を行う際には、無次元風速が大きく、一般に、剥離渦の影響および流れの遅れが無視される風速領域を対象とする。このような高風速領域においては、従来報告されている $V-A-\delta$ 図からも、風

速に関する非線形性が比較的小さいことが知られる。しかしながら、低風速領域においては、渦励振の発生が見られるか、あるいは渦励振の発生しない場合においても、振幅および風速に関する非線形性の強い減衰特性を示す。前節までの結果より推測すれば、減衰特性の非線形性の強い領域では、気流の乱れによる影響が大きくなることが予測される。そこで、本節では、気流の鉛直方向変動風速成分と共に主流方向変動風速成分の影響を考慮して、 $V-A-\delta$ 図が一樣流中におけるものと比較して変動風中でどのような変化を生ずるかといった点に関して概略的な推定を試みる。

一樣流中におけるたわみ振動に関する空力減衰力 F_v を物体の運動に起因する相対迎角 y' / U と無次元風速 $V_v = U / (b \cdot \omega_v)$ との2変数の関数と仮定し、

$$F_v = F \left(\frac{y'}{U}, V_v \right) \quad \dots \dots \dots (4.93)$$

と表し、ねじり振動に関する空力減衰モーメント M_a を

$$M_a = G \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U}, V_a \right) \quad \dots \dots \dots (4.94)$$

と仮定する。ここに、 $V_a = U / (b \cdot \omega_a)$ であり、 U は平均風速、 b は断面半弦長、 ω_v 、 ω_a はそれぞれたわみ、およびねじり振動の円振動数である。 F_v 、および M_a より、たわみ振動およびねじり振動の対数減衰率 δ_v 、 δ_a は、1 サイクル間に成される減衰力および減衰モーメントによる仕事と最大運動エネルギーの比によって求められ、それぞれ

$$\delta_v = f \left(\frac{\bar{y}_0}{V_v}, V_v \right) \quad \dots \dots \dots (4.95)$$

$$\delta_a = g \left(\frac{\alpha_0}{V_a}, V_a \right) \quad \dots \dots \dots (4.96)$$

と表される。ここに、 $\bar{y}_0 = y_0 / b$ であり、 y_0 はたわみ振動の変位振幅、 α_0 はねじり振動の振幅である。

一方、変動流中における空力減衰力と空力減衰モーメントをそれぞれ次のように表す。

$${}_{ran}F_v = F \left(\frac{y'}{U} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{v'}, V_v + \frac{\bar{U}}{b \cdot \omega_v} \right) \quad \dots \dots \dots (4.97)$$

$${}_{ran}M_a = G \left(\frac{b \cdot \alpha'}{U} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'}, V_a + \frac{\bar{U}}{b \cdot \omega_a} \right) \quad \dots \dots \dots (4.98)$$

ここに、 \bar{U} は断面領域で空間平均した主流方向変動風速成分である。また、 $(\bar{w}/U)_{v'}$ 、 $(\bar{w}/U)_{a'}$ は、それぞれ、無次元たわみ振動速度に対応づけられる空間平均した鉛直方向変動風速成分と無次元ねじり振動速度に相対的に対応づけられる空間平均した鉛直方向変動風速成分であり、4.2で述べられたものである。式(4.93)、式(4.94)より式(4.95)、

式(4.96)を求めた方法に従って、式(4.97)、式(4.98)より、変動流中におけるたわみ振動とねじり振動との空力対数減衰率は、それぞれ次のように表される。

$$r_{an} \delta_y = f \left(\frac{\bar{y}_0}{V_y} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{y'} , \quad V_y + \frac{\bar{u}}{b \cdot \omega_y} \right) \quad \dots \quad (4.99)$$

$$r_{an} \delta_a = g \left(\frac{\alpha_0}{V_a} + \left(\frac{\bar{w}}{U} \right)_{a'} , \quad V_a + \frac{\bar{u}}{b \cdot \omega_a} \right) \quad \dots \quad (4.100)$$

ここで、 $(\bar{w}/U)_{y'}$ 、 $(\bar{w}/U)_{a'}$ 、 $\bar{u}/(b \cdot \omega_y)$ 、 $\bar{u}/(b \cdot \omega_a)$ を微小であると仮定して、 $(\bar{y}_0/V_y, V_y)$ 、および $(\alpha_0/V_a, V_a)$ のまわりで Taylor 展開し、さらに $(\bar{w}/U)_{y'}$ 、 $(\bar{w}/U)_{a'}$ 、 $\bar{u}/(b \cdot \omega_y)$ 、 $\bar{u}/(b \cdot \omega_a)$ をそれぞれ平均値がゼロの定常確率過程と見なし、 $(\bar{w}/U)_{y'}$ と $\bar{u}/(b \cdot \omega_y)$ 、および $(\bar{w}/U)_{a'}$ と $\bar{u}/(b \cdot \omega_a)$ とがそれぞれ無相関でかつ正規分布するものと仮定すれば、

$$\begin{aligned} E[r_{an} \delta_y] &= f \left(\frac{\bar{y}_0}{V_y}, V_y \right) + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial^2 f}{\partial (\bar{y}_0/V_y)^2} \cdot \sigma_{\bar{w}y}^2 + V_y^2 \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial V_y^2} \cdot \sigma_{\bar{u}/U}^2 \right\} \\ &+ \frac{1}{24} \left\{ 3 \frac{\partial^4 f}{\partial (\bar{y}_0/V_y)^4} \cdot \sigma_{\bar{w}y}^4 + 6 V_y^2 \cdot \frac{\partial^4 f}{\partial (\bar{y}_0/V_y)^2 \cdot \partial V_y^2} \cdot \sigma_{\bar{w}y}^2 \cdot \sigma_{\bar{u}/U}^2 \right. \\ &\left. + 3 V_y^4 \cdot \frac{\partial^4 f}{\partial V_y^4} \cdot \sigma_{\bar{u}/U}^4 \right\} + \dots \quad \dots \quad (4.101) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E[r_{an} \delta_a] &= g \left(\frac{\alpha_0}{V_a}, V_a \right) + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial^2 g}{\partial (\alpha_0/V_a)^2} \cdot \sigma_{\bar{w}a}^2 + V_a^2 \cdot \frac{\partial^2 g}{\partial V_a^2} \cdot \sigma_{\bar{u}/U}^2 \right\} \\ &+ \frac{1}{24} \left\{ 3 \frac{\partial^4 g}{\partial (\alpha_0/V_a)^4} \cdot \sigma_{\bar{w}a}^4 + 6 V_a^2 \cdot \frac{\partial^4 g}{\partial (\alpha_0/V_a)^2 \cdot \partial V_a^2} \cdot \sigma_{\bar{w}a}^2 \cdot \sigma_{\bar{u}/U}^2 \right. \\ &\left. + 3 V_a^4 \cdot \frac{\partial^4 g}{\partial V_a^4} \cdot \sigma_{\bar{u}/U}^4 \right\} + \dots \quad \dots \quad (4.102) \end{aligned}$$

となる。ここに、 $\sigma_{\bar{u}/U}^2$ は \bar{u}/U の分散値であり、 $\sigma_{\bar{w}y}^2$ 、 $\sigma_{\bar{w}a}^2$ は、それぞれ式(4.9)、式(4.10)によって求められる。したがって、 f および g の関数形が決定されれば、変動風中における空力対数減衰率が推定される。しかしながら、 f 、 g は一様流中における風洞実験より求められた $V-A-\delta$ 図より決定することになるが、一般には、与えられた $V-A$ 領域の全領域を近似するような曲面関数を決定することは容易でない。また、 \bar{y}_0/V_y 、 α_0/V_a で表される振幅領域は、気流の乱れの強さを表す $\sigma_{\bar{w}y}$ 、 $\sigma_{\bar{w}a}$ によって適当な領域が要求されるが、通常、実験的に求められているような \bar{y}_0 、および α_0 で表される振幅領域は小さく、特に無次元風速が大きくなるに従って不十分となろう。ここで述べた方法に従って、一様流中の $V-A-\delta$ 特性より変動流中の $V-A-\delta$ 特性を推定するためには、振幅は \bar{y}_0/V_y 、および α_0/V_a のような無次元表示した量で評価されるため、風洞実験的にかなり大振幅領域までのデータを測定

する必要がある。

ここで、 $\sigma_{\bar{u}u}$ 、 $\sigma_{\bar{w}w}$ 、 $\sigma_{\bar{u}w}$ が小さく、一様流中における $V-A-\delta$ 特性が急激な変化特性を示さないものとするれば、式 (4.101)、式 (4.102) より、一様流中における $V-A-\delta$ 図と比較して変動流中における $V-A-\delta$ 図がフラットな傾向になることが推定される。この傾向は、実験的にも認められ、2～3 の実験結果を図 4.14¹⁷⁾、図 4.15、図 4.16¹⁸⁾ に示した。図 4.14、図 4.15 はたわみ振動の風速-振幅-対数減衰率の一様流中と変動流中とにおける比較を示したものであり、図 4.16 はねじり振動の結果である。各々の図から知られるように、等対数減衰率曲線は、一様流中と比較して変動流中の結果が粗となり全体的にフラットな傾向を示すようになる。ただし、もう少し詳細な評価を行うためには、前述のとおり、縦軸の振幅はさらに大きな領域まで必要と考えられ、特に風速の大きい領域ほど大振幅の減衰特性を必要とする。また、図 4.17 は、図 4.9 に示した方法に従って計算機によって描いた図である。変動風中における計算結果の振幅の大きい部分で対数減衰率の等高線が密になっているが、これは、計算に用いた一様流中の実験結果における振幅の大きい部分のデータが十分でなかったことに起因すると考えられる。したがって、一様流中の減衰特性は十分振幅の大きい領域まで実験データを入手しておく必要があろう。

なお、図 4.18¹⁸⁾ はトラス補剛桁のねじり 1 自由度振動系に関する対数減衰率の風速変化特性を示すものであり、一様流中と格子乱流中との比較、および自然風中に設置された大型模型（耐風実験橋）の実験結果が示されている。風洞実験は、大型模型の実験と対比することを目的として実施されたものであるが、乱れた気流特性を有する自然風中における大型模型の実験結果は、格子乱流中の実験結果と大きく異なり、むしろ一様流中における実験結果の示す傾向と似たものとなっている。乱れの特性として、実験時の格子乱流の乱れの強さは約 8% で、大型模型の実験時の自然風の乱れの強さは風洞実験時と同程度か若干大きい。一方、乱れのスケール比（乱れの積分スケールと断面幅との比）は、格子乱流で 0.15 ～ 0.20、自然風中では 10 ～ 15 程度で実験が行われており、乱れのスケール比が両者の実験で大きく異なる。これらのことから判

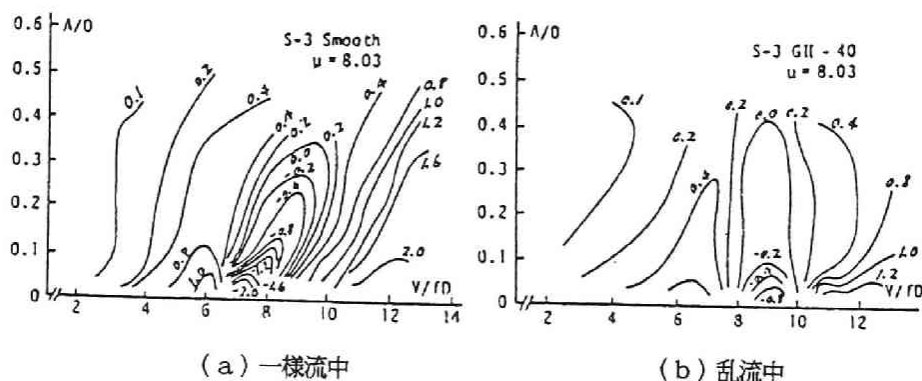
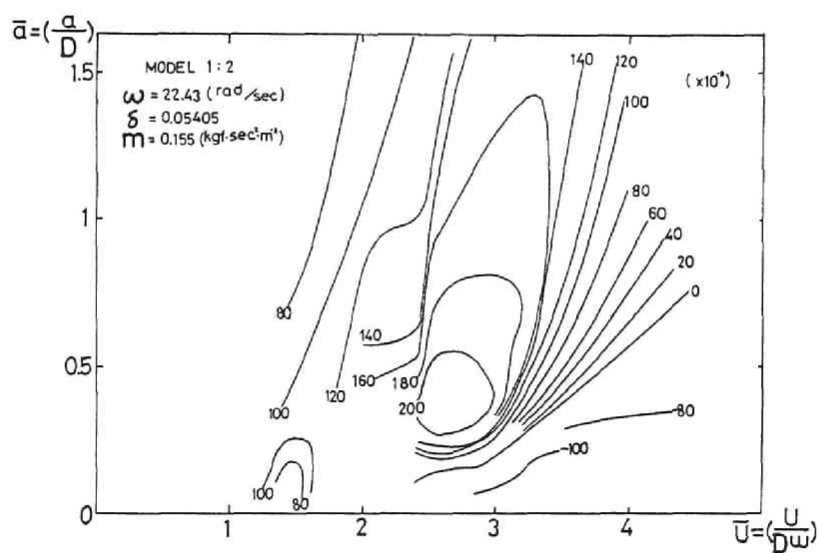
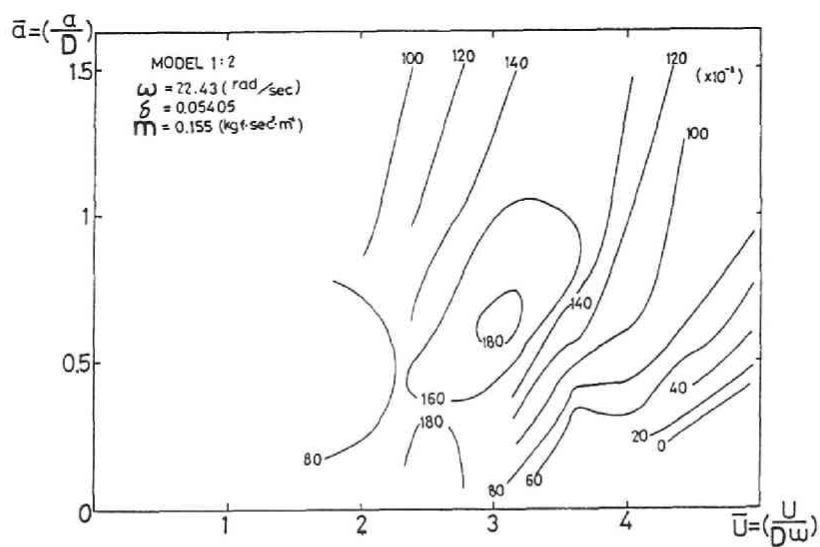


図 4.14 プレートガーダーの $V-A-\delta$ 図
一様流と乱流中との比較（たわみ振動）¹⁷⁾



(a) 一様流中



(b) 乱流中

図4.15 1:2矩形断面のV-A- δ 図
 一様流中と乱流中との比較(たわみ振動)

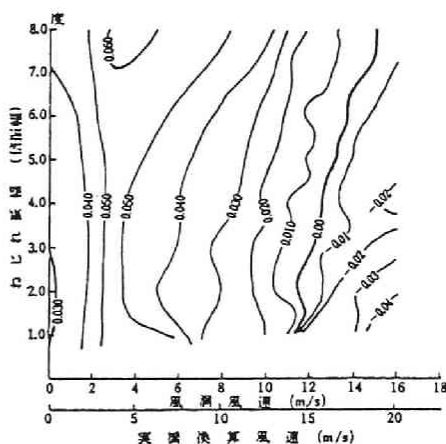
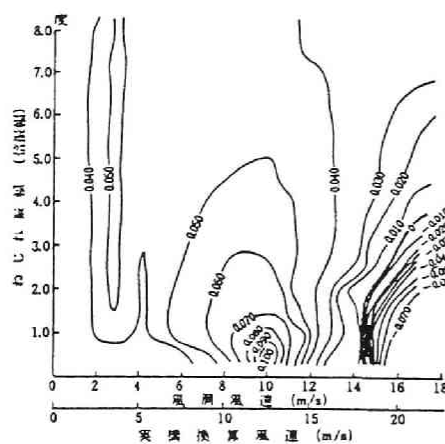
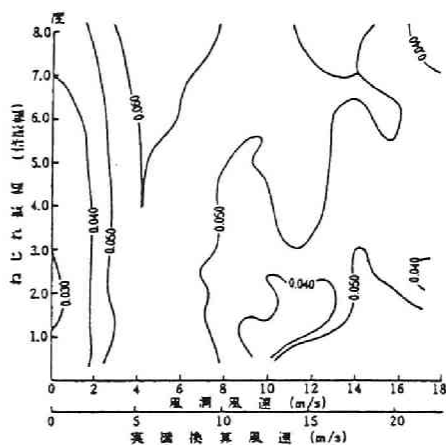
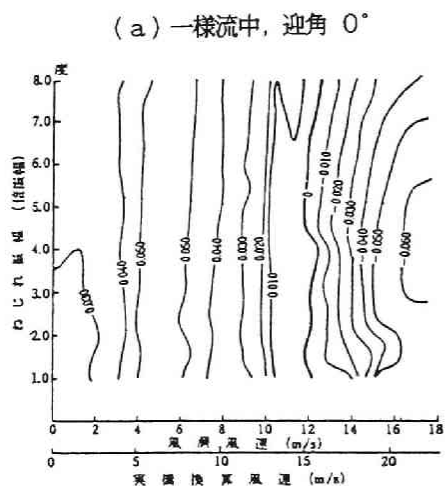
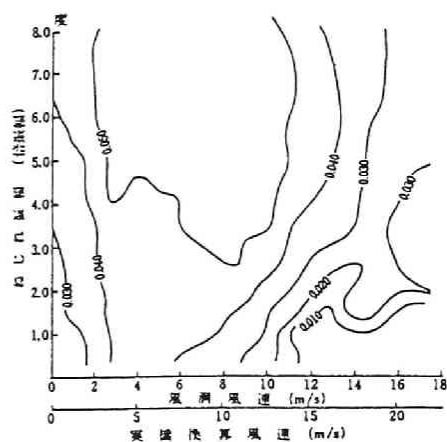
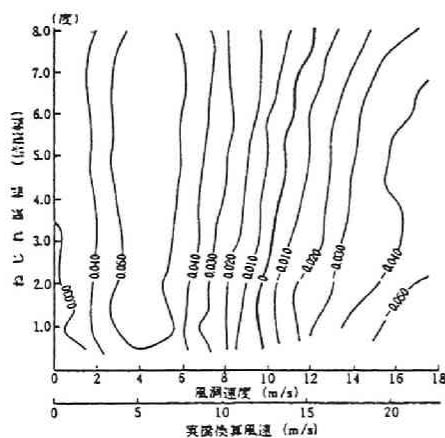
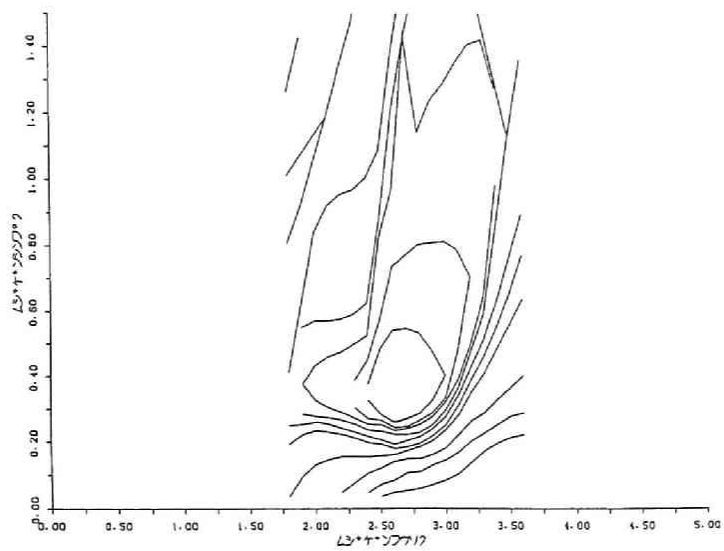
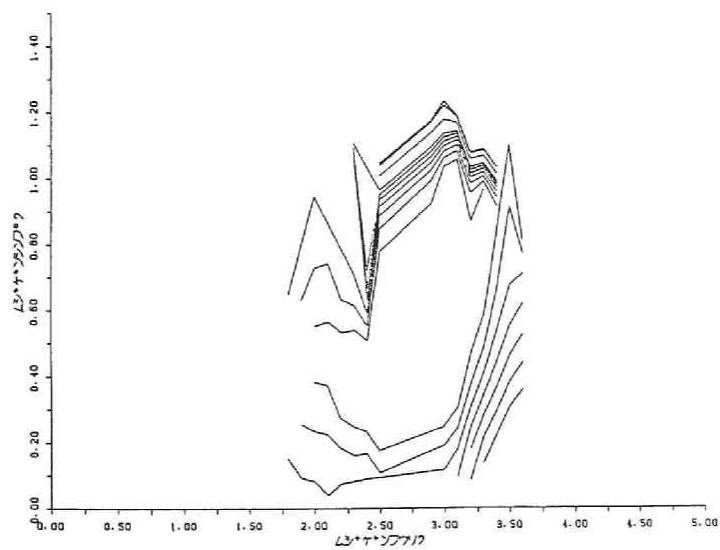


図4.16 トラス補剛桁のV-A- δ 図
一様流中と乱流中との比較(ねじり1自由度振動)¹⁸⁾



(a) 一様流中

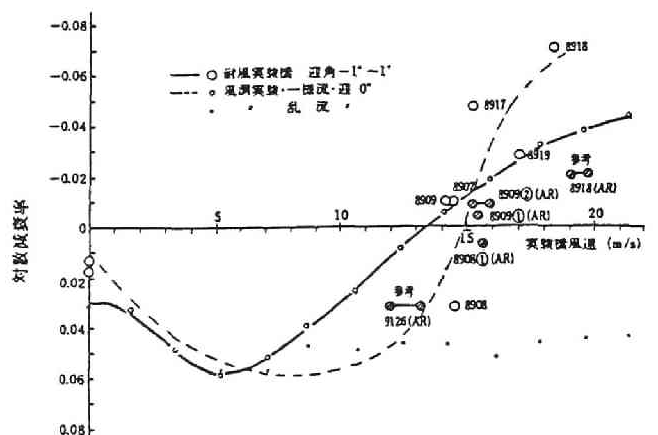


(b) 乱流中

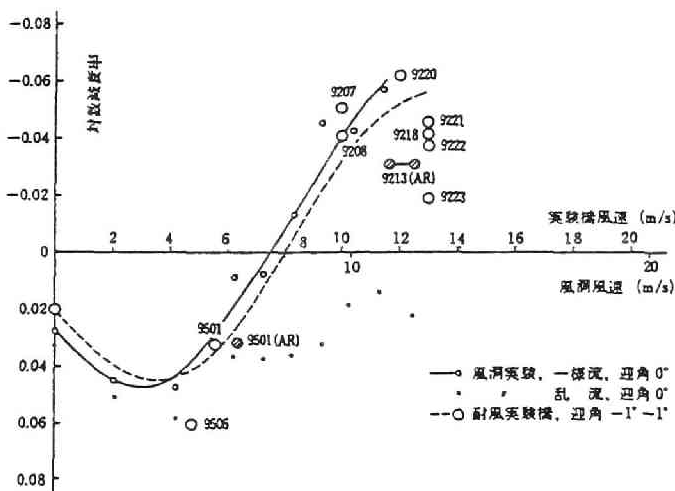
図4.17 1:2矩形断面のV-A- δ 図計算結果
一様流中と乱流中との比較(たわみ振動)

断すれば、乱れのスケール比の効果の大きいことが推定されよう。すなわち、乱れのスケール比が大きい場合には、ねじり1自由度振動系の空力特性に及ぼす乱れの影響が小さくなるものと考えられる。この点に関して、本研究で得られた結果から判断すれば、次のように考えられる。

変動風中における空力減衰特性を表す式(4.65)で表される $C_{a\cdot}$ 、あるいは式(4.102)において気流の乱れの特性を表すパラメータ $\sigma_{wa\cdot}$ が導入されている。この $\sigma_{wa\cdot}$ は式(4.10)、あるいは式(4.11)、式(4.12)で表され、また式(4.12)は図4.6でも表示されているが、これらより乱れの強さが同じである場合でも乱れのスケール比が格子乱流の0.15～0.2に対して自然風の10～15では、 $\sigma_{wa\cdot}$ が1/10～1/20程度となることが知られる。したがって、風洞内の格子乱流に比較して自然風中の大型模型の実験では、 $\sigma_{wa\cdot}$ が極めて小さくなることに起因して乱れの影響が小さくなり、むしろ一樣流中の実験結果に似た傾向を示したものと考えられる。



(a) model 1



(b) model 2

図4.18 風洞実験結果と自然風中における大型模型実験結果との比較(ねじり1自由度、倍振幅4%)¹⁸⁾

4.7 実橋空力挙動に及ぼす乱れの影響

前節までで、一樣流中における2次元実験の結果から変動流中における橋梁断面の空力挙動を推定する方法などを述べた。本節では、2次元の結果から3次元の問題を評価する。

振動系および空気が線形であれば、3次元弾性構造物の空力特性を2次元剛体模型の空力特性から推定されることは、初期のBleich¹⁹⁾による吊橋のフラッター解析の研究結果に見られるとおりである。しかしながら、一般に、橋梁断面は空力的非線形性を示すことが従来報告されて

いる風洞実験的研究より知られており、このような非線形問題などを考慮する場合には、2次元の結果から3次元構造物の空力挙動を推定する際に種々の問題点を有する。

2次元、3次元の問題に関する研究として文献20)、21)、22)などが挙げられるが、まず文献20)は2次元剛体たわみ-ねじり振動系の自励空力を無次元たわみ、およびねじり変位に依存する非定常空力係数として複素数で表し、複素表示した非定常空力係数の振幅、換算風速、および風の傾斜角に関する非線形特性、および形状特性を考慮したべき級数表示することにより、2次元の空力特性から3次元弾性構造物の空力特性を推定した。また、振動モードの連成効果に関して、橋軸方向に風速分布が異なる気流の作用を受けた状態、および空力的非線形性を考慮した場合の振動モードの連成効果を考察し、1つの解析結果として空力的非線形性に起因したモードの連成効果の小さいことを示した。

文献21)は、2次元剛体模型の空力対数減衰率 δ_{na} を振幅 $\bar{\psi}$ に関するべき級数で次のように表し

$$\delta_{na} = 2\pi \cdot \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cdot \bar{\psi}^n \quad \dots \dots \dots (4.103)$$

3次元弾性模型の空力対数減衰率 δ_{na} をモードを考慮して次式のように表した。

$$\delta_{na} = 2\pi \cdot \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cdot C_n \cdot \bar{\psi}_0^n \quad \dots \dots \dots (4.104)$$

$$\bar{\psi} = \bar{\psi}_0 \cdot \psi(x) \quad , \quad |\psi(x)| \leq 1 \quad \dots \dots \dots (4.105)$$

$$C_n = \frac{\int_1 \psi(x)^{n+2} \cdot dx}{\int_1 \psi(x)^2 \cdot dx} \quad \dots \dots \dots (4.106)$$

ここに、 l はスパン長、 $\psi(x)$ モード関数、 a_n は係数である。一方、文献22)は、たわみ、およびねじり1自由度振動系の非定常空力を4.5で示した振動速度、および振動変位に関する非定常空力係数の形で表し、振動モードを考慮して3次元弾性構造物のモード別非定常空力係数の振幅非線形性を求め、さらに実橋のモード別対数減衰率の振幅、および風速変化特性を求めている。ただし、本質的には、非定常空力係数が振動変位振幅に依存することから、モードの直交条件は成立せず、近似的に成立するものと仮定しており、ある単一振動モードの空力対数減衰率を評価する点においては、文献21)の方法と同じものと考えられるであろう。文献20)では、橋梁断面の振動変位に関する空力力の非線形性に起因するモードの連成効果が小さいという結果が報告されていることから、振幅に関する非線形性の極めて大きな空力特性を対象とするものでなければ、モードの直交条件を仮定しても工学的な意味で大きな誤りはないものと考えられる。また、前節までで述べたように空力ダンピングの非線形性をシステム論的に、非線形伝達要素を等価な線形要素として置き換えたものと考えれば、線形的な問題として考えられ、2次元の結果を利用して3次元の空力特性を推定する際のモードの直交条件は近似的に成立するもの

と思われる。なお、この場合の精度の問題は、非線形伝達要素を等価な線形要素で近似するところにあり、等価線形化法では非線形性が小さいという条件は使用されていないが、この近似法の精度はやはり非線形項の大きさに従属することは明らかであろう。

さて、上述の従来の研究と同様な方法に従って、たわみ、およびねじり1自由度振動系の2次元空力減衰比 ζ_{vf} 、 ζ_{af} をそれぞれ

$$\zeta_{vf} = \sum_{n=0}^s a_n \cdot \left(\frac{\overline{y_0}}{V_v} \right)^n \quad \dots \dots \dots (4.107)$$

$$\zeta_{af} = \sum_{n=0}^s b_n \cdot \left(\frac{\alpha_0}{V_a} \right)^n \quad \dots \dots \dots (4.108)$$

$$\overline{y_0} = y_0/b, \quad V_v = U / (b \cdot \omega_v), \quad V_a = U / (b \cdot \omega_a), \quad n = 0, 2, 4, \dots, s$$

と表すことにより、j次振動モードの空力減衰比 ζ_{vfj} 、 ζ_{afj} は次のように表される。

$$\zeta_{vfj} = \sum_{n=0}^s a_n \cdot C_{vjn} \cdot \left(\frac{\overline{y_{0j}}}{V_{vj}} \right)^n \quad \dots \dots \dots (4.109)$$

$$\zeta_{afj} = \sum_{n=0}^s b_n \cdot C_{ajn} \cdot \left(\frac{\alpha_{0j}}{V_{aj}} \right)^n \quad \dots \dots \dots (4.110)$$

$$\frac{\overline{y_{0j}}(x)}{V_{vj}} = \left(\frac{\overline{y_{0j}}}{V_{vj}} \right) \cdot \psi_{vj}(x), \quad \frac{\alpha_{0j}(x)}{V_{aj}} = \left(\frac{\alpha_{0j}}{V_{aj}} \right) \cdot \psi_{aj}(x) \quad \dots \dots \dots (4.111)$$

$$|\psi_{vj}(x)| \leq 1, \quad |\psi_{aj}(x)| \leq 1 \quad \dots \dots \dots (4.112)$$

$$C_{vjn} = \frac{\int_1 \psi_{vj}(x)^{n+2} \cdot dx}{\int_1 \psi_{vj}(x)^2 \cdot dx}, \quad C_{ajn} = \frac{\int_1 \psi_{aj}(x)^{n+2} \cdot dx}{\int_1 \psi_{aj}(x)^2 \cdot dx} \quad \dots \dots \dots (4.113)$$

ここに、 $\overline{y_{0j}}(x)$ は断面半弦長 b で無次元化したj次モードのたわみ変位振幅、 $\alpha_{0j}(x)$ はj次モードねじり変位振幅、 $\psi_{vj}(x)$ 、 $\psi_{aj}(x)$ は、それぞれたわみ、およびねじり振動のj次モード関数であり、 V_{vj} 、 V_{aj} はj次モードの円振動数で無次元化した換算風速である。また、ある風速時の対数減衰率は、振動系の初期減衰を考慮することによって次のように表される。

$$\delta_{vj} = 2\pi \cdot \left\{ \zeta_{v0j} \cdot \left(\frac{\omega_{v0j}}{\omega_{vj}} \right) - \epsilon_j \cdot \zeta_{vfj} \right\} \quad \dots \dots \dots (4.114)$$

$$\delta_{aj} = 2\pi \cdot \left\{ \zeta_{a0j} \cdot \left(\frac{\omega_{a0j}}{\omega_{aj}} \right) - \mu_j \cdot \zeta_{afj} \right\} \quad \dots \dots \dots (4.115)$$

ここに、 ξ_{y0j} 、 ξ_{a0j} は、それぞれたわみ、およびねじり振動のj次モードの初期減衰比であり、 ω_{y0j} 、 ω_{a0j} は、それぞれたわみ、およびねじり振動のj次モード固有円振動数である。 ω_{yj} 、 ω_{aj} は、それぞれある風速時のたわみ、およびねじり振動のj次モード円振動数である。また、 ε_j 、 μ_j は次式で表されるようにj次モードの換算質量、および換算極慣性モーメントであり、無次元パラメータである。

$$\varepsilon_j = \frac{\rho \cdot b^2}{2 \int_1 m \cdot \psi_{yj}^2(x) \cdot dx / \int_1 \psi_{yj}^2(x) \cdot dx} \quad \dots \dots (4.116)$$

$$\mu_j = \frac{\rho \cdot b^4}{2 \int_1 I \cdot \psi_{aj}^2(x) \cdot dx / \int_1 \psi_{aj}^2(x) \cdot dx} \quad \dots \dots (4.117)$$

以上のように、たわみ、およびねじり1自由度振動系の2次元剛体模型の空力減衰比を知ることによって、振動モードを考慮した3次元弾性構造物のモード別対数減衰率が推定される。ここで、式(4.109)、式(4.110)から知られるように、たわみ、およびねじり振動のモード関数が、

$$|\psi_{yj}(x)| \leq 1, \quad |\psi_{aj}(x)| \leq 1 \quad \dots \dots (4.112)$$

であることより、nがゼロより大きい偶数に対して

$$C_{yn} < 1, \quad C_{an} < 1 \quad \dots \dots (4.118)$$

となる。したがって、2次元剛体模型から推定される3次元弾性構造物のモード別対数減衰率は、各非線形項が小さくなり、見かけ上線形化される傾向を示す。

上述のように、2次元剛体模型を使用した風洞実験の結果を利用することにより、減衰特性としての実橋の空力特性が推定され、さらに変動流中の空力特性は、前節まで述べた方法を適用することによって推定される。すなわち、一様流中におけるたわみ、およびねじり1自由度振動系の2次元空力減衰比を式(4.107)、式(4.108)と表した時、変動流中において、無次元たわみ変位振幅 \bar{y}_a 、およびねじり変位振幅 α_a で定常振動状態にある剛体模型の非線形空気力の等価線形定数 $C_{y'}$ 、 $C_{a'}$ が次のように表され、

$$C_{y'} = \sum_{r=0}^S A_r \cdot \left(\frac{\bar{y}_a}{V_y} \right)^r \quad \dots \dots (4.119)$$

$$C_{a'} = \sum_{r=0}^S B_r \cdot \left(\frac{\alpha_a}{V_a} \right)^r \quad \dots \dots (4.120)$$

$$A_r = \frac{2 \cdot (r-1)!!}{r!! \cdot (r+2)!!} \cdot \sum_{n=r}^S A_{n+1} \cdot \frac{(n+1) \cdot n! \cdot (n-r-1)!!}{(n-r)!} \cdot \sigma_{wy}^{-n-r}$$

$$\dots\dots\dots (4.121)$$

$$B_r = \frac{2 \cdot (r-1)!!}{r!! \cdot (r+2)!!} \cdot \sum_{n=r}^S B_{n+1} \cdot \frac{(n+1) \cdot n! \cdot (n-r-1)!!}{(n-r)!} \cdot \frac{1}{n!} \cdot \sigma_{\omega a} \cdot n^{-r} \dots\dots\dots (4.122)$$

$$A_{n+1} = - \frac{a_n}{\varepsilon \cdot V_y \cdot D_{n+1}} \quad , \quad B_{n+1} = - \frac{b_n}{\mu \cdot V_a \cdot D_{n+1}} \quad \dots\dots (4.123)$$

$$D_{n+1} = 2 \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (n+1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot (n+2)} \quad \dots\dots\dots (4.124)$$

(n = 0, 2, 4, \dots\dots\dots)

したがって、このような2次元の結果を利用することにより、前述の一樣流中の方法と同様に変動流中の実橋のj次モードの対数減衰率が、気流の乱れ特性および断面形状がスパン方向に変化しないものとして

$$\delta_{y,j} = 2\pi \cdot \left\{ \xi_{y\theta j} \cdot \left(\frac{\omega_{y\theta j}}{\omega_{y,j}} \right) - \varepsilon_j \cdot V_{y,j} \cdot C_{y,j} \right\} \quad \dots\dots (4.125)$$

$$\delta_{a,j} = 2\pi \cdot \left\{ \xi_{a\theta j} \cdot \left(\frac{\omega_{a\theta j}}{\omega_{a,j}} \right) - \mu_j \cdot V_{a,j} \cdot C_{a,j} \right\} \quad \dots\dots (4.126)$$

$$C_{y,j} = \sum_{r=0}^S A_r \cdot C_{y,j,r} \cdot \left(\frac{\bar{y}_{\theta j}}{V_{y,j}} \right)^r \quad \dots\dots\dots (4.127)$$

$$C_{a,j} = \sum_{r=0}^S B_r \cdot C_{a,j,r} \cdot \left(\frac{\alpha_{\theta j}}{V_{a,j}} \right)^r \quad \dots\dots\dots (4.128)$$

のように表される。ここに、 $C_{y,j,r}$ 、 $C_{a,j,r}$ は先の式(4.113)で表されるものであり、 $V_{y,j} = U / (b \cdot \omega_{y,j})$ 、 $V_{a,j} = U / (b \cdot \omega_{a,j})$ である。

上述のとおり、一樣流中の2次元剛体模型の空力挙動から実橋の空力挙動を推定する場合、振動モードの存在によって振幅非線形性が線形化の傾向に向くことが知られ、また、乱れの効果は、係数 A_r 、 B_r のなかに気流の乱れ特性を表すパラメータとして $\sigma_{\omega y}$ 、 $\sigma_{\omega a}$ の形で導入されており、一樣流中における空気力の振幅非線形性に依存してその効果が表れる。概略的な傾向としては、一樣流中における2次元模型のV-A- δ 図と比較して、変動流中における3次元弾性構造物のモード別V-A- δ 図は、等対数減衰率曲線の間隔が広くなり全体的に粗となり、さらに振幅に関して線形的な傾向を示し、等対数減衰率曲線の立ち上がりが急になるものと思われる。

4. 8 結 語

橋梁断面の空力不安定振動に及ぼす乱れの効果を推定する方法に関しては、現在のところ若干の方法が報告されているものの確立された方法となるまでには至らず、そのメカニズムの解明を試みた研究など、基礎的研究が実施されているのが現状であろう。本研究では、橋梁断面の空力不安定振動に及ぼす気流の乱れの効果の推定を試みたものであり、現象のメカニズムの解明を目的とした風洞実験的な研究ではなく、従来報告されているこの種の研究と同程度の仮定に基づいて乱れの効果を推定しようとしたものである。すなわち、たわみ、あるいはねじり1自由度振動系を対象として、ある風速時の断面の振動数は無風時の振動数と近似的に等しい現象を考え、また一様流中で得られた空力特性を変動流中に適用できるものとしている。さらに strip theory が成り立つものと仮定するなど多くの仮定に基づいた方法であり、乱れの効果を定性的に把握しようとしたものである。今後の課題として、詳細な現象的な面に関して実験的な検証を行うと共に、実験データに基づいた定量的な評価を試み、ここで得られた方法の適用限界などに対する検討を加えることが望まれよう。本研究で得られた結果は次のとおりである。

(1) 一様流中における空力減衰特性の無次元振幅 (\overline{y}_0/V_y , α_0/V_α) に関する非線形性が顕著なほど乱れの効果が大きくなる。

(2) 乱れのスケール効果として、たわみ振動に関しては乱れのスケール比が大きくなるに従って乱れの効果は乱れの強さによって評価されるようになり、一方、ねじり振動に関しては乱れのスケール比が大きくなるに従って乱れの効果は小さくなる。

(3) 一様流中における2次元模型の $V-A-\delta$ 図に比較して変動流中の $V-A-\delta$ 図は、等対数減衰率曲線の間隔が広くなり、全体的にフラットな傾向を示す。

(4) 2次元模型の $V-A-\delta$ 図に比較して3次元弾性構造物の $V-A-\delta$ 図は、振動モードに起因して線形化の傾向となり、等対数減衰率曲線の立ち上がりが急になる。また、変動流中では等対数減衰率曲線の間隔は一様流中に比較して広くなる。

参 考 文 献

- 1) Davenport, A.G.: Buffeting of a Suspension Bridge by Storm Winds, Journal of the Structural Division, Proc. of ASCE, Vol. 88, No. ST 3, pp. 233~268, 1962.
- 2) 小林紘士: 風による長大橋の限定振動に関する研究, 大阪大学博士論文, 第6章, pp. 171~217, 1978.
- 3) 白石成人・松本勝・岡南博夫他: 大阪湾付近の自然風観測記録に対する統計解析, 大和川橋梁計画断面の耐風性に関する調査研究, 昭和52年度阪神高速道路公団委託研究成果報告書, 京都大学工学部土木工学教室橋梁工学研究室, 防災研究協会, 第6章, pp. 98~116, 1977.
- 4) 渡辺洋八郎・高原茂・江草拓: 実時間応答計算による変動風中の渦励振動の簡易計算法, 土木学会第38回年次学術講演概要集, 第1部, pp. 611~612, 1983.

- 5) Ahmadi, G., Sabzevari, A.: On the Stability of Suspension Bridges in Random Winds, Journal of Industrial Aerodynamics, 2, pp.105~111, 1977.
- 6) Infante, E.F.: On Stability of Some Linear Nonautonomous Random Systems, Journal of Applied Mechanics, 35, No.1, pp.7~12, 1968.
- 7) Ahmadi, G., Mostaghel, N.: On the Stability of Nonstationary Nonlinear-Random Systems, Intern. J. Syst. Sci. 7, pp.685~689, 1976.
- 8) Sabzevari, A., Ahmadi, G.: Further Studies on the Stability of Suspension Bridges in Random Winds, Journal of Industrial Aerodynamics, 2, pp.323~330, 1977/1978.
- 9) Lin, Y. K. : Motion of Suspension Bridges in Turbulent Winds, Journal of the Engineering Mechanics Division, Proc. of ASCE, Vol.105, No. EM 6, pp. 921~932, 1979.
- 10) Laneville, A., Parkinson, G. V. : Effects of Turbulence on Galloping Bluff Cylinders, Proceedings of the Third International Conference on wind Effects on Buildings and Structures, Tokyo, Japan, Saikon Co. Ltd., Tokyo, Japan, pp.787~797, 1971.
- 11) Novak, M. : Galloping Oscillations of Prismatic Structures, Journal of the Engineering Mechanics Division, Proc. of ASCE, Vol. 98, No. EM 1, pp. 27~46, 1972.
- 12) Novak, M., Tanaka, H. : Effect of Turbulence on Galloping Instability, Journal of the Engineering Mechanics Division, Proc. of ASCE, Vol.100, No. EM 1, pp.27~47, 1974.
- 13) Davenport, A. G. : A Statistical Approach to the Treatment of Wind Loading of Tall Masts and Suspension Bridges, Ph. D. Dissertation, Univ. of Bristol, 1961.
- 14) 白石成人・松本勝・白土博通・松村修一：構造基本断面のガストに起因する空気力に関する基礎的研究，第6回風工学シンポジウム論文集，pp.295~302，1980.
- 15) Gault, J.D., Gunter Jr., D.E. : Atmospheric Turbulence Considerations for Future Aircraft Designed to Operate at Low Altitudes, Journal of Aircraft, Vol.5, No.6, pp.574~577, 1968.
- 16) 藤田廣一：非線形問題，コロナ社，11. 7節，pp.214~222，1978.
- 17) 宇都宮英彦・田所敏弘：橋梁の対風応答における風の乱れの効果について，土木学会第38回年次学術講演概要集，第1部，pp.607~608，1983.
- 18) 岡内功他：本州四国連絡橋の鋼上部構造・耐風に関する調査研究，昭和53年度本州四国連絡橋公団委託，本州四国連絡橋の耐風実験橋に関する調査研究報告書（その2），土木学会・本州四国連絡橋耐風研究小委員会，1978.
- 19) Bleich, F. : Dynamic Instability of Truss-Stiffened Suspension Bridges Under Wind

Action, Proc. of ASCE, Part 1, Vol.74, No.8, pp.1269~1314, 1948.

20) 小川一志 : 非線形動的空気力と吊橋の耐風応答解析に関する研究, 京都大学博士論文, 1976.

21) Vincent, G. S.:Logarithmic Decrement, Field Damping, Prototype Predictions, Four Other Bridges, Aerodynamic Stability of Suspension Bridges Part V. 1954.

22) 白石成人・松本勝・岡南博夫他: 大阪湾付近の自然風観測記録に対する統計解析, 大和川橋梁計画断面の耐風性に関する調査研究, 昭和52年度阪神高速道路公団委託研究研究成果報告書, 京都大学工学部土木工学教室橋梁工学研究室, 防災研究協会, 第5章, pp.75~97, 1977.

第5章 充腹断面の空気力に及ぼす乱流効果に関する実験的研究^{1)~14)}

5.1 概説

一般に、物体は流体力学的に剥離を起こさない流線型物体と剥離を起こす鈍い物体に大別され、さらに鈍い物体は、矩形断面のように剥離点が一定の物体と円形断面のように剥離点が不定の物体に分類される。これらの物体の中で土木構造物は、剥離点一定型の充腹断面で構成されることが多い。流体力学的研究課題としては、剥離点不定型の円形断面は興味深い問題点を有しており、円形断面を対象とした基礎的研究が数多く行われているが、本研究では土木構造物の耐風性を考えることが目的であり、矩形断面のような充腹断面を研究対象とした。矩形断面は、上流側角部から剥離し、剥離せん断層とアフターボディー（断面剥離点より下流にある断面領域）との相互作用が辺長比によって変化していく。辺長比が小さい場合には剥離せん断層とアフターボディーとの干渉が小さく、辺長比が大きくなるに従って干渉が大きくなり臨界点（臨界断面：辺長比が約 0.6）よりさらに大きく辺長比が 2.8 程度になれば、剥離せん断層が側面に再付着する。また、再付着した気流は、再び下流側角部で剥離し剥離せん断層を形成する。このような剥離せん断層と断面アフターボディーとの相互作用の問題は、土木構造物の耐風性の面で風荷重、また風に起因する空力不安定振動に大きく関わるものであり、このような基本的な断面を対象とした基礎的実験データを収集しメカニズムを解明することは、一般の構造断面の耐風設計を合理的で信頼性を高くするためにも重要と考えられる。

従来の研究によれば、物体から剥離する流れは自由せん断流となり、下流に流れていくに従って乱流に遷移することから、その過程が乱流研究の1つの課題として多くの研究が行われている。それらの研究から知られるように、剥離せん断層は、接近流の乱れ、境界振動、外部音響のような刺激に対して敏感に影響される。したがって、剥離を伴う土木構造物の空力特性は、第2章で述べたような統計特性を有する自然風の乱れ成分の影響を大きく受けることが推測される。第3章では変動気流を極めてゆっくりした変動から成り立つものと仮定した準定常的な考察を加えたが、本章では、さらに周波数の高い成分を含み実験的な考察を行う。なお、乱れの周波数が高い、あるいは低いという判断は相対的なものであり、ここでは、物体の空力特性に及ぼす乱れの影響を考えることから、気流中に置かれた鈍い物体の後流に発生する Karman 渦の発生周波数を基準として考えた。中村・大屋・渡辺¹⁵⁾によって矩形断面柱の乱れのスケール効果が報告されており、そのなかで3次元ディスクにおいては、大スケールの乱れによって背後の3次元渦放出が、一様流中よりも逆に共鳴的に強められると述べられている。それらから判断しても、剥離を伴う物体の空力特性に及ぼす乱れの影響は、周波数成分別に評価できるものと仮定すれば、(1) Karman渦発生周波数よりかなり低い周波数成分の効果（準定常的效果）、(2) Karman渦に共鳴干渉を与える可能性を有する周波数領域、および(3) 剥離せん断層の連行作用に影響を与える高周波数領域の效果に大別できるように思われる。ただし、2次元模型、あるいは長大構造物で

は、乱れの3次元性によって同時刻にスパン方向の各位置で同一の気流の作用を受けることがなく（ただし、統計的には同じと考えられる）、後流流速変動のスパン方向の相関が低下するという問題、また各周波数成分の変動の強さの問題等は残されている。本研究では、実験的に主流方向の周期的変動を与え各種空力特性の脈流周波数変化特性を求め、矩形断面の乱れの効果を周波数成分別に評価しようとするものである。

このような気流の乱れ成分を周期的変動成分の合成されたものとして評価する方法は、航空機のカスタム応答の問題を扱った Sears の研究¹⁶⁾ がよく知られており、自然風の乱れに起因した構造物のパフェッティングに関しては、Davenport の研究¹⁷⁾ 以後同様の考え方に従った解析が行われている。ただし、前述のパフェッティングに関する研究では、乱れに直接起因する強制空気力を考えるものであり、構造物に作用する風荷重としての静的な抗力、あるいは各種フラッターのような動的空気不安定現象に及ぼす乱れの効果を直接評価しようとするものでない。

ここで、構造物の各種空気不安定現象に及ぼす乱れの効果を考える上で、乱れを多数の周期的変動成分の合成されたものとする立場をとったと思われる若干の研究例を以下に示す。宇都宮・岡南¹⁸⁾、宇都宮・岡南・尾島¹⁹⁾ は平板状断面の曲げ、ねじれ2自由度フラッターに対し、乱れの効果として主流方向成分としては正弦波状変動風速を平均風速に重ね合わせ、また、鉛直方向成分は相対迎角の項に重ね合わせて導入し準定常空気力による解析をアナログ計算機によって行った。この結果によれば、フラッター発振風速が乱れの鉛直成分の影響を受け若干上昇し、風洞実験による結果と同様の傾向が得られている。また、White・Tiew²⁰⁾ は、1:2矩形断面のねじり1自由度フラッターに及ぼす鉛直方向変動風速成分の影響を風洞実験的に調べている。この研究での鉛直方向変動風速は、模型上流に設置した2つの可変翼を振動することにより発生させている。この実験結果によれば、正弦波状鉛直方向変動風速によって一様流中の限界風速以下で振動の発生が認められ、また、限界風速より高風速領域での振動では、変動風速の周波数効果が小さいという結果を得た。この周波数効果に関しては、変動風速の周波数がKarman渦発生周波数の1/10以下の極めて低周波数の準定常的な領域で実験されたものであり、非定常効果が表れていないことによるものであろう。一方、渦励振を対象とした研究として渡部・高原・江草²¹⁾ は、一様流中の風洞実験で得られたV-A- δ 図を利用して、渦励振に及ぼす主流方向正弦波状変動風速成分の効果を実時間応答で評価する方法を示し、変動風速成分によって応答振幅が低下するという解析結果を得た。その結果を脈動流中における風洞実験によって検証している。なお、この場合も変動風の周波数は模型固有振動数の1/20～1/40倍を対象とした低周波数領域であり、実験結果には変動風速の有意な周波数効果は認められない。Chen・Ballengee²²⁾ は円柱を対象断面としてkarman渦発生周波数の1/30, 1/65, 1/800倍程度の極めて低周波数の脈動流中で実験を行い、Karman渦発生周波数が主流風速に追従して時間的に変化し、瞬間的なStrouhal数（instantaneous Strouhal number）と瞬間的なReynolds数（instantaneous Reynolds number）との関係が従来報告されている一様流中の結果とほぼ同様な結果を与えることを示した。以上の研究は対象とした正弦波状変動風が準定常的な考察が可能な低周波数領域の

現象であり、気流の乱れが励振力に本質的な変化は与えない領域での問題を検討したものと考えられよう。第3章、第4章で論じた問題もこの種の研究と同程度の現象を評価しようとしたものである。

一方、本章では、前にも述べたが周波数の高い領域を含み、構造物の空力特性に及ぼす定性的な乱れの効果を極めてモデル化した気流変動によって評価することを目的とした。この種の研究として松本・白石・白土他²³⁾の研究は、乱流が多数の周期的変動流の合成されたものであるという観点から、脈動流中における渦励振応答の脈流周波数変化特性から乱流効果を評価している。この研究では、本研究でも対象とするような脈流周波数はかなり高い周波数領域まで実験しており、Karman 渦と乱れとの干渉についても検討を加えている。また、中村・小園・渡辺の研究²⁴⁾は、厚板前縁の剥離・再付着流れに及ぼす乱れのスケール効果を調べているが、その中で乱れに起因した前縁角部での剥離に及ぼす乱れの効果を導入するためのものと思われる振動スポイラーを厚板前面に設置した実験を行った。その結果によれば、一様流中における周期的渦放出周波数よりスポイラーの振動数が大きくなるに従って側面平均静圧分布が乱流中における結果と似た傾向を示すようになり、剥離泡の縮小化がみられる。この実験結果は、乱流効果をモデル化した気流変動によって検討することを目的とした本研究に関連するものとして興味深い。

その他脈動流による関連した研究は数多く報告されているが、特に、海洋構造物は周期的な波、潮流の作用を受けることから、物体に作用する周期的な流速変動と流体力の関係を調べた研究が多い^{25) - 30)}。また、剥離に起因する物体振動を研究する上で、物体振動中より実験データの収集が簡単にできるというメリットから、静止断面に相対的な周期的変動気流を作用させ非定常効果を導入し振動中の現象を検討することを目的とした研究が報告されている。例えば、Saxena・Fejer・Morkovin³¹⁾、Pierce・Kunz・Malone³²⁾の研究は、翼の失速フラッターを研究する際に脈動流を利用しており、松本・白石・白土³³⁾の研究は矩形断面の渦励振の応答特性を脈動流中の実験結果から考察を加えている。さらに、岡南・樋口・坂尾³⁴⁾は、静止断面に対し脈動流によって断面振動時の非定常効果を導入し、空力制振装置としての上流側付加物の設置効果の研究を進めている。この方法では、断面が静止しているため付加物の位置を連続的に変化させることが可能であり、最適な制振効果を与える付加物の位置を比較的簡単に見出だすことができるというメリットを有している。脈動流と物体背後の Karman 渦との lock-in 現象に注目した研究として、Clements³⁵⁾、Hatfield・Morkovin³⁶⁾、Barnes・Grant³⁷⁾、および松本・ナイスリー・メナーハの研究³⁸⁾が認められる。Clements の研究では、渦点法によって円形断面を対象として Karman 渦の発生周波数の約 2 倍、4 倍の脈流周波数に対して周期することが示され、Barnes・Grant の研究では、円形断面では Karman 渦発生周波数の 2 倍の脈流周波数で周期が認められるが、偏平矩形断面 ($B/D = 0.95/5.08, 0.95/10.16$) では Karman 渦発生周波数の 1 倍、2 倍の脈流周波数とも同期が認められないことを風洞実験的に調べた。松本・ナイスリー・メナーハの研究では、さらに水槽実験によって流れを可視化し、 $B/D = 0.5$ の矩形断面で Karman 渦発生周波数の 4 倍の脈流周波数において対称モードの剥離渦の放出されることが示された。その他、

本研究と直接関係するものではないが、オイルポンプとオイルモーターを結ぶパイプ内の油の流れ、エンジンの排気管内の排気ガスの流れ、血管内の血液の流れ等は脈動流を形成する例であり、そのようなパイプ内の脈動流を対象とした研究³⁹⁾も数多く行われている。

さて、本章は、先にも述べたように、構造断面の空力特性に及ぼす乱流効果を脈動流によってそのメカニズムを調べようとするものであり、対象断面は、臨界辺長比付近の矩形断面である。この臨界辺長比付近の矩形断面を対象とした研究は、中口・橋本・武藤の研究⁴⁰⁾以後数多く実施されているが、上流側隅角部より剥離したせん断層とアフターボディーとの干渉によって空力特性が大きく変化することが知られている。例えば、Bearman・Trueman⁴¹⁾は、坑力係数がピークを示す臨界断面 ($B/D = 0.6$) の後縁隅角部に小さな突起物を設置し、この突起物の高さが大きくなるに従って背圧係数 C_{pb} が大きくなることを報告した。このことは、剥離せん断層が突起物によって干渉を受け、外側に押し広げられることに起因するものであろう。一方、林 他⁴²⁾は後縁隅角部の鋭さを変えた断面で実験を行い、矩形断面と同様に坑力係数、および $-C_{pb}$ が極大値を示す臨界断面の存在することを示した。後縁隅角部に丸みをつけた断面では、矩形断面より臨界辺長比が大きくなり、文献41)の突起物の効果とは逆にアフターボディーの干渉が小さくなることが示されている。また、Nakamura・Tomonari^{43), 44)}は、乱流中において、矩形断面及びD形断面の坑力係数の辺長比に関する変化特性を実験的に求め、臨界辺長比が一樣流中と比較して乱流中で小さくなることが示された。このことは、流れを可視化することにより、矩形断面の前縁隅角部より剥離したせん断層が一樣流中より乱流中において、より側面に接近しアフターボディーとの干渉が大きくなることを示した Laneville・Gartshore・Parkinson の研究⁴⁵⁾と同様の結果を示したものと考えられよう。

本章では、このような剥離せん断層と断面アフターボディーの干渉問題における乱れの効果を脈動流によって検討を加えたものであり、以下に本章の内容を簡単に述べる。まず、5.2では、本実験で使用した模型、計測器類、および脈動流発生装置等の実験装置について説明し、流れの可視化等実験方法について述べる。5.3～5.6は実験結果を示すものであり、まず5.3は、格子乱流中において、背圧係数、静的空気力係数および坑力係数等を測定し、一樣流中の結果と比較検討すると共に、模型の2次元性と乱れの3次元性についての考察等を行った。そして、5.4においては、1つの試みとして、主流方向に周期的な変動(脈動流)を与えて先の格子乱流中と同様な空気力等の測定を行い、空気力に及ぼす乱れの効果に関して周波数成分別の考察を加えた。さらに、5.5では、特殊な乱れの作用を受ける例として、物体上流側に設置した小さな付加物の Wake の作用を受ける断面の空気力に関して実験結果を示す。また、5.6では、上記各実験に対応した周辺流れを可視化することによって、各実験結果に関する考察を行う。最後に、5.7において、以上の結果をまとめた結論を述べる。

5.2 実験概要

本章では、剥離点一定型の鈍い断面の空力特性が気流変動によってどのような変化特性を示す

かといった点について調べたものである。気流変動としては、格子乱流、主流方向周期的変動気流、および上流側微小断面の wake としての気流変動であり、各々の変動気流中で断面に作用する静的空気力、背圧係数等の計測を行い、一様流中における結果と比較し乱流効果に関する考察を加えた。また、同時に流れを可視化し、フローパターンの面から考察した。各種変動気流中の実験、および流れの可視化の実験では、実験装置、模型、実験方法等共通した部分が多く、本節において各実験に共通した事項の説明を行う。

5. 2. 1 風洞および脈動流発生装置

使用した風洞は、次の3種類である。

- (1) WT-S : 測定断面 20cm×20cm, 吸込み式, 京都大学工学部土木工学科橋梁研究室試作
- (2) WT-M : 測定断面 40cm×40cm, 吹出し式, 大阪府立工業高等専門学校土木工学科試作
- (3) WT-L : 測定断面 92cm×150cm, 吸込み式, 大阪府立工業高等専門学校土木工学科試作⁴⁶⁾ (図5. 1)

次節以後各実験結果には、使用した風洞の種類 WT-S, WT-M, あるいはWT-Lの区別を示す。

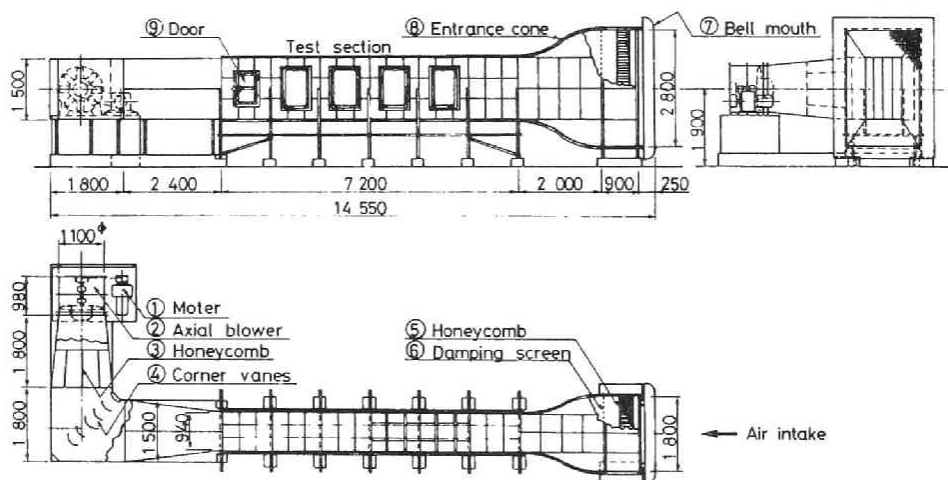


図5. 1 風洞 WT-L 一般図

主流方向に周期的な変動気流（脈動流）の発生方法は種々のものが考えられるが、一般に、風洞幅方向に一定弦長を有する複数個の可変翼を並列し、それらを逆位相で振動させることにより翼列を通過する風量を周期的に変化させ脈動流を発生させる方法が多い。この方法は、模型上流側に可変翼列を設置し、同位相で振動させれば、鉛直方向の変動風速を発生させることもでき、

航空機、および構造物のガスト応答を検討する際の実験に利用されている。ただし、この方法では、周波数の高い脈動流を得ることが難しく、また機構が複雑になる。したがって、機構を簡単にして、もう少し高い周波数の脈動流を得るために可変並列平板を同時に回転する方法が考えられる。なお、この場合には、高調波成分が発生し波形が歪む可能性があるということで、模型位置より下流側の風洞側壁にバイパスを設け、この部分にも同様の回転並列平板を設置し、風洞断面に設置した回転並列平板と逆位相で回転させることにより高調波成分の発生を抑制する方法が Retelle・McMichael・Kennedy⁴⁷⁾ によって研究された。また、実際的な問題として、ヘリコプターあるいはコンプレッサの回転翼における乱流境界層の非定常剥離の挙動を研究するため、Simpson・Shiraprasad・Chew⁴⁸⁾ および Simpson・Shiraprasad⁴⁹⁾ は脈動流を利用している。そこで利用された脈動流は、前述のような並列回転平板方式であるが、脈動流の振幅が平均風速の30%程度でかなり大きく、高調波の発生を抑制し波形の歪を修正するためフィードバック系の自動制御によって回転運動がコントロールされている。一般的な方法として並列平板を角速度一定で回転する場合に基本波の振幅の14%であった第2、第3高調波が自動制御で回転運動をコントロールした場合には基本波の2~3

%程度に低下することが報告されている。ただし、通常の回転翼の運転状態を想定した研究であり、換算振動数0.61(周波数0.596Hz)のかなり低い周波数で実験したものである。したがって、本研究で対象とするような周波数が高く、振幅が小さい脈動流に対しては、このような自動制御によって並列回転平板の運動をコントロールすることは容易ではない。一方、渡辺・藤本・江草⁵⁰⁾ は、使用風洞が3m×10mの大きな測定断面を有することから、縦10mの部分をも3分割し、上下バイパス部に設置した並列平板を回転することにより脈動流を発生させている。この方法では、中央測定部の上流側に脈動流発生用回転平板が無いため、wakeとしての乱れ成分が存在せず波形は良好である。しかしながら、報告されたデータから判断して、この方法においても本研究で対象とするよう

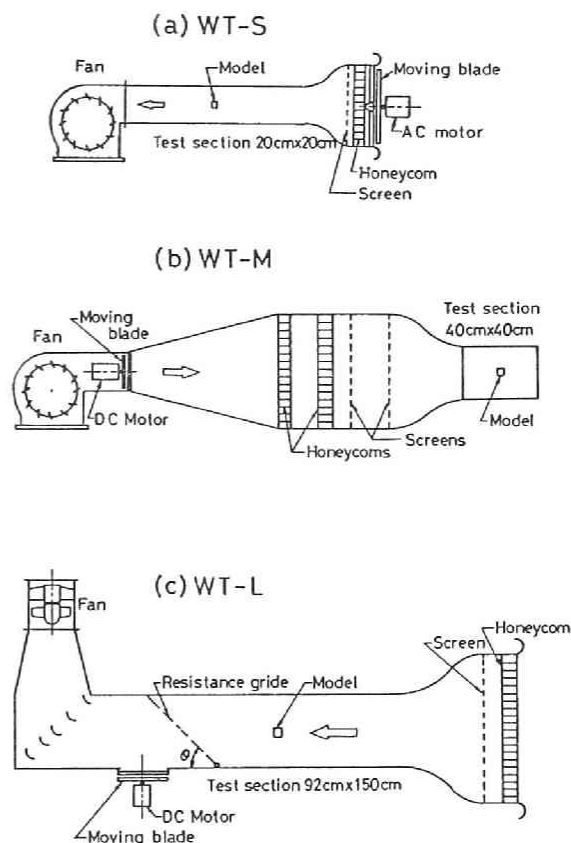


図5.2 シャッター設置位置

な周波数の高い脈動を得ることは難しいと思われる。

そこで、本研究では、周波数の高い脈動流を発生させるためにモーターの回転軸に回転羽根を直結し、固定羽根と組合わせてシャッターを作製した。このようなシャッターの設置位置が問題となるが、前述の各風洞に次のように設置する。各風洞に設置した概略図を図5. 2 (a), (b), (c)に示した。WT-Sは吸い込み式風洞であり、整流洞入口部にシャッターを設置し、WT-Mは吹き出し式風洞であり、拡散洞入口部に設置した。これらは、それぞれ測定部より上流側にシャッターを設置したものであり、シャッターによって気流が大きく乱れるが、ハニカム、メッシュ、および縮流洞によって整流される。しかしながら、これらの方式では、シャッターの回転数がゼロの状態における乱れの強さがかなり大きく、WT-Sで2%程度、WT-Mで約1%であった。

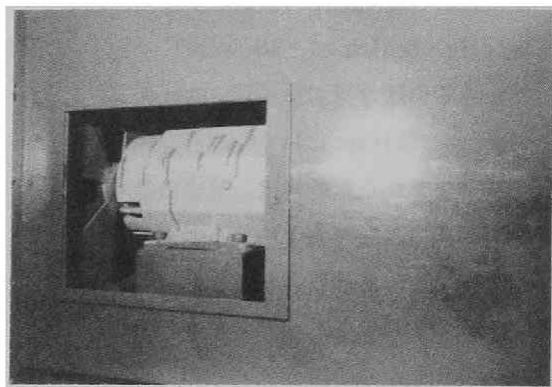


写真5. 1 WT-M 用シャッター

一方、WT-Lは吸い込み式風洞であり、シャッターは測定部より下流側の抵抗格子よりさらに下流の風洞側壁部分に設置した。したがって、測定部での乱れは、シャッターの存在によって大きくなることはなく、乱れの強さは約0.5%であった。流れの可視化の実験では、気流の乱れの強さが大きい場合には、良好な実験ができないため、一部WT-Mの風洞で行い、主としてWT-Lの風洞で流れの可視化実験を行った。WT-Sに設置したシャッターは4枚羽根であり、脈動流の周波数は、交流モーターの電源電圧をスライダックトランスで変化させることによって行う。この場合は、モーターの回転数1回転/秒に対して4Hzの脈動流になる。WT-Mのシャッターは4枚羽根、WT-Lのシャッターは2枚羽根であり、両シャッター共に使用したモーターは1.5 KW直流モーター（シンボ工業KK. 製 SDMH-1500, 装作盤 SA-S No. 2130, 制御盤 SPD-1 MD-1500-SPT, 精度 0.1%）である。コ

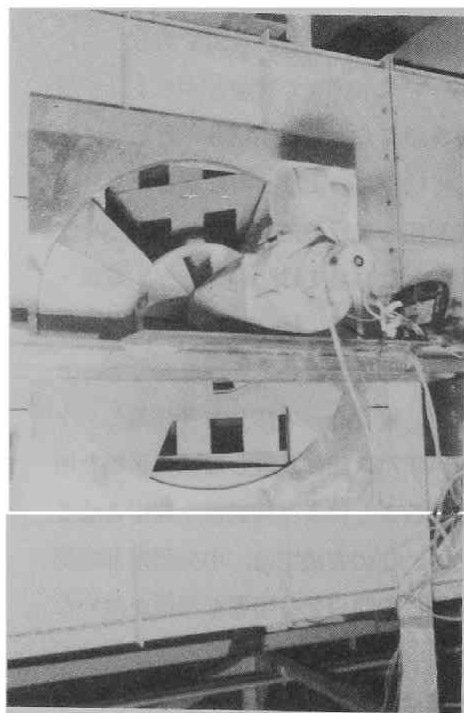


写真5. 2 WT-L 用シャッター

ントロールボックスのダイヤルツマミによってモーターの回転数を調節することにより脈動流の周波数を変化することができる。脈動流の振幅は、WT-S, WT-Mでは、シャッターバイパス部の面積を変化させることによって行い、WT-L では抵抗格子の角度 θ を変化させることによって行った。写真5. 1は、WT-Mに設置したシャッターであり、4枚形式の回転羽根、固定羽根および DC モーターが見られる。また、写真5. 2は、WT-Lに設置したシャッターであり、2枚形式の回転羽根、固定羽根、DCモーター、および抵抗格子が一部分認められる。なお、風洞内でこのような脈動流を発生すれば、前述のような基本波と共に高調波の発生する可能性を有することが知られているが、さらに各種の共振モードの存在することも知られている。本研究では、風洞断面内で同位相の対称モードの脈動流を実験対象としており、したがって逆対称モードの共振モードが発生することは好ましくない。そこで、

模型上流側の風洞断面天井と床付近の上下対称な位置に熱線プローブを設置して風速変動を測定し、逆対称の共振モードが発生しないことを確認しながら実験した。なお、図5. 3に脈動流のパワースペクトルを示したが、若干の高調波成分の存在が認められる。

Charnay・Mathieu⁵¹⁾によって、脈動流が基本波のみで波形に歪が無い場合には、Skewness factor が 0 で Flatness factor は 1.5 であり、高調波が発生し波形の歪が増大するに従って、それらの値が大きくなることが示された。W

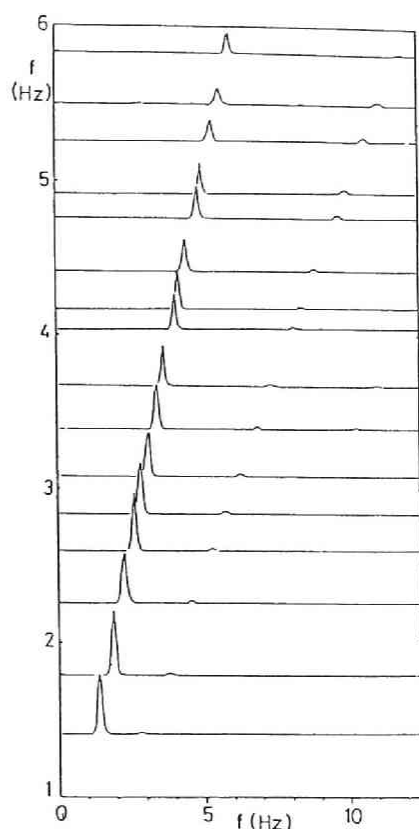


図5. 3 脈動流のパワースペクトル

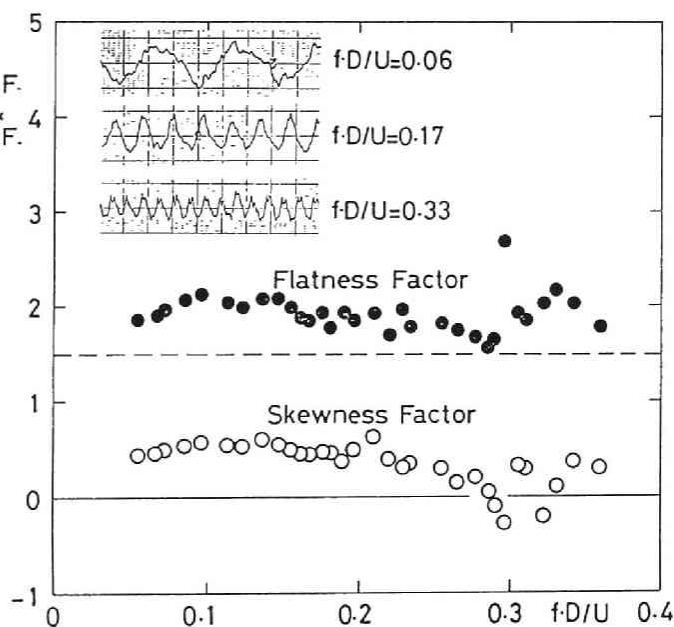


図5. 4 脈動流の Skewness Factor と Flatness Factor

T-Lの風洞における脈動流に対して Skewness factor と Flatness factor の各値の無次元周波数変化特性を図5. 4に示した。パワースペクトルにも若干の高調波成分が認められていたが、図5. 4からも波形に若干の歪が存在することが知られる。しかしながら、文献(47) , (51)の結果と比較して判断すれば、この程度であれば、定性的な特性を調べることを目的とした本研究で対象とする現象においては、大きくは問題にならないであろう。

5. 2. 2 模型および空気力測定方法

使用した模型は大部分が矩形断面であり、一部逆コの字形断面を採用し、矩形断面の背面の効果調べた。使用した風洞が前述のように3種類あり、まずWT-Sの風洞では見付幅Dが2cm、スパン長lは18cmで流れ方向の幅Bを変化させた種々の辺長比 B/D に対する実験を行った。この模型の材質は、朴製で模型両端にアルミ製端板を設置している。WT-Mの風洞で使用した模型は、D=4cmでBを変化させた種々の辺長比を有する矩形断面であり、スパン長はl=35cm(バルサ製)とl=26cm(アクリル樹脂製、背圧係数の測定用)の2種類である。また、D=4cm、l=35cm(前面アクリル樹脂製、側面アルミ製)で種々の幅Bを有する逆コの字形断面の実験を行った。一方、一番大きな測定断面を有するWT-Lの風洞では、D=4cm、8cmの2種類の見付幅の模型で、それぞれBを変化させた種々の辺長比を有する矩形断面で実験を行った。材質は主としてバルサ製であるが、背圧係数を測定した模型は、D=4cmのアクリル樹脂製で、スパン中央点に直径1mmの穴をあけ、ビニールチューブでマンメータに導き圧力の測定を行った。

この模型は、乱流中における模型のアスペクト比の変化特性を調べるため、スパン長lを変化させた実験を行っている。各模型ともアルミ製端板が設置されており、風洞断面幅と比較して模型スパン長がかなり小さくなる場合には、すべて模型両端に十分大きな導流壁を設置した。なお、閉塞比は、WT-Lの風洞では3.6%と7.2%、WT-S、WT-Mの風洞では10%であった。特にWT-S、WT-Mの両風洞を使用した実験で閉塞比は大きい。ここでは閉塞効果の補正はすべて行っていない。

以上の各模型の静的空気力および変動空気力は、5. 2. 4で述

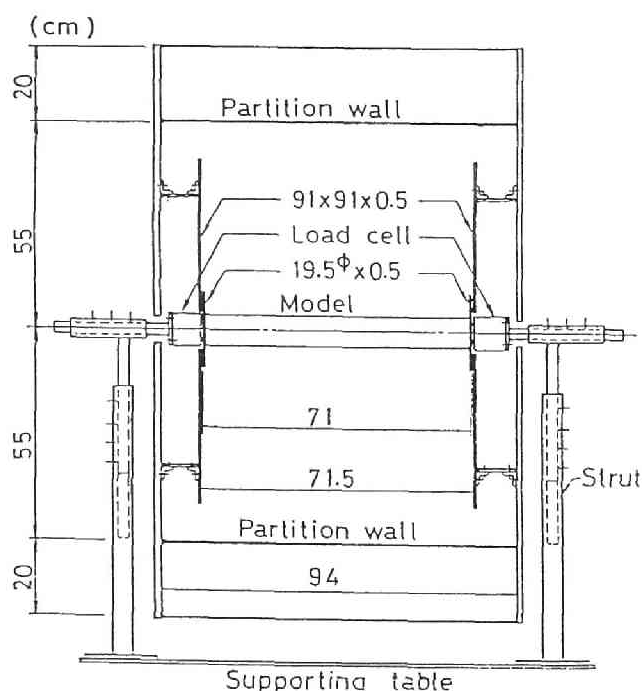


図5. 5 空気力の測定装置 (WT-L)

べる多分力検出器を端板付き2次元模型の両端に設置して計測した。WT-Lの風洞による測定状態を図5・5に示す。なお、WT-Mの風洞においても同様に2個の多分力検出器を使用して測定したが、WT-Sの風洞では1個の多分力検出器で片持支持の状態での測定した。

5. 2. 3 流れの可視化

本研究で採用した流れを可視化するためのトレーサーは煙であり、ここでは2種類の方法で煙を発生させた。

その1つは、スモークワイヤー法である。市販されている電熱器用 500Wのコイル状ニクロム線を適当な長さに引き伸ばして模型上流側に設置し、筆で流動パラフィンを塗り電流を流すことによって煙を発生する。この時の電流値は、風速を実験時の値に設置し、スライダクトランスでゆっくり電圧を上げ、ニクロム線が赤熱する直前の値となるように実験を行う前に設定しておく。赤熱する状態ではニクロム線が軟らかくなり、風的作用を受けて変形し、また流動パラフィンが燃焼する可能性がある。

ここで採用したコイル状ニクロム線の場合には、直線状ニクロム線に比較して wake 幅が大きくなり、模型に作用する気流の乱れが大きくなる欠点を有するが、発生するトレーサとしての煙の量が多くなり、またコイル状となっているため煙に濃淡ができ、流線方向の縞模様として流れが鮮明に撮影されるメリットを有する。このスモークワイヤー法は WT-L の風洞で採用した方法で、上流側から撮影した風洞内の実験状態を写真 5. 3 に示した。照明は、600W ハロゲンランプ 4 燈

を内蔵したスリットを有する照明装置を風洞天井と床に設置して行った。写真5. 3には、その照明装置と共に模型両サイドの黒く塗装した導流壁、アクリル製透明導流壁、模型、変動揚力モニター用多分力検出器および模型下流側に設置した抵抗格子等が認められる。

一方、他の方法は図5. 6に示すような装置で、鋸屑と鉋屑の混合物の燃焼時に発生する煙を利用する方法である。この煙発生装置で発生させた煙を風洞に設置した煙噴出翼にホースで導き、翼の後縁端に設けた約 1mmのスリットから風洞断面中央部分に面状に噴出させた（写真5. 4）。煙の噴出量は、煙発生装置の送風器として利用した家庭用掃除機の電源電圧をスライダックトランスで変化させて調整した。この場合、煙噴出装置がスモークワイヤー法と比較して大きく wake として乱れが大きくなるため、煙噴出翼の下流側にアルミ製ハニカムを設置して整流した（写真5. 5）。この煙発生装置は風洞WT-Mで採用したものであり、脈動流の周波数変化に伴う剥離せん断層の特性を調べることを目的として試作した。第3章で課題として述べた点に関連し、非定常な接近流の気流変動に起因した隅角部での渦の発生と側面に沿ったその渦の流下の状態を見るため多量の煙を比較的継続時間を長くして供給することを必要としたためである。

なお、流れの状態は、すべて実験時直接目で観察すると共に、35mmカメラによる静止写真、および 8mmカメラによる時系列として撮影した。8mm カメラによる撮影結果は、映写機によりスローモーションで映写して観察すると共に、撮影されたフィルムを1コマごとに35mmカメラで撮影した。それらの結果は5. 6節で示す。

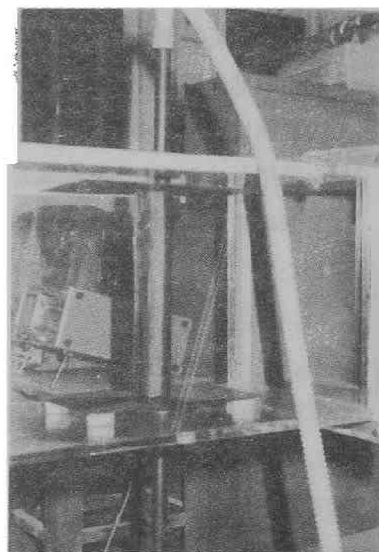


写真5. 4 煙噴出翼 (WT-M)

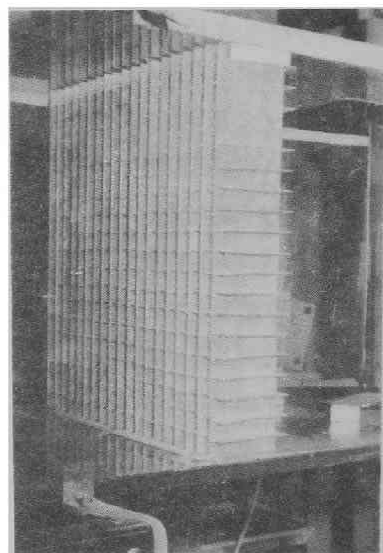


写真5. 5 ハニカム (WT-M)

5. 2. 4 計測器類

実験に使用した計測器類は次のとおりである。

- (1) 多分力検出器（日章電機K. K. 製, LMC-3501-0.5, LMC-3501-2）

変動揚力および静的空気力係数の計測を行う。

- (2) 直流型歪増幅器（日章電機K. K. 製, DAS-100）

多分力検出器と多機能計算箱と組み合わせて変動揚力、および静的空気力の計測、また、拡散形半導体小型圧力変換器と組み合わせて使用し差圧変動等の計測を行う。

- (3) 多機能算箱 (日章電機 K. K. 製, MSB-300)
 模型両端に設置した 2 個の多分力検出器と直流型歪増幅器と組み合わせて使用する。
- (4) 拡散形半導体小型圧力変換器 (豊田工機 K. K. 製, DD102S-S0.1F-595)
 ブリッジボックス (UNIPULSE K. K. 製, 8442) と直流型歪増幅器と組み合わせて、模型側面圧、および背圧の変動成分の計測を行う。
- (5) 熱線流速計 (日本科学工業 K. K. 製, 100501, 1011, 1014, 1008)
 I 型プローブを使用して風洞風速、および模型 wake の乱流特性を調べる。
- (6) DCRMS 計 (日本科学工業 K. K. 製, 1005, 1075)
 熱線流速計によって測定される風速の変動成分の rms 値、多分力検出器によって測定される変動空気力、および圧力変換器によって計測される変動圧力の rms 値を求める。
- (7) マノメーター (理科精機工業 K. K. 製, F-213. No. 2906, ベッツ型 200mmAq)
 標準型ピトー管によって風洞平均風速を計測する。また、模型側面圧、背面圧の平均値を計測する。
- (8) シンクロスコープ (岩崎通信機 K. K. 製, SS-5215)
 各種測定出力信号のモニター用として使用する。
- (9) フィルター (NF 回路設計ブロック K. K. 製, E-3201, 3314)
 各種測定出力信号のノイズ成分を除去するために使用する。
- (10) リニアコーダー (GRAPHTEC K. K. 製, WR3101 mark VII)
 各種測定出力信号を記録紙上に記録する。また、記録された脈動流発生用シャッターのパルス波、あるいは風速変動成分波より脈動流の周波数をカウントする。
- (11) データレコーダー (TEAC K. K. 製, XR-310)
 変動風速成分および変動空気力成分を電気的アナログ量として磁気テープに記録する。
- (12) マイクロコンピュータ (ソード K. K. 製, M243 mark V)
 データレコーダーで再生した変動風速成分および変動空気力成分のパワースペクトル等の統計量を計算する。
- (13) 動歪計 (横河電機製作所 K. K. 製, 3126)
 模型変位検出用コの字型金具に貼付した歪ゲージ、およびブリッジボックス (YEW 製) と組み合わせて使用し、スプリング支持した模型の動的変位振幅を計測する。
- (14) 35mm カメラ (キャノン写真機 K. K. 製, FX, レンズ: CANON FL135mm 1:2.5)
 流れの可視化実験で使用する。また、8mm カメラで撮影した流れの時間変化を表す 8mm フィルムの各コマを一眼レフカメラ用 8mm フィルムコピー (K. K. ロンド写真用品製, ロンドコピーチューブ 8) と組み合わせて使用し、35mm フィルムにコピーする。
- (15) 8mm カメラ (富士写真フィルム K. K. 製, フジカシングル 8 ZC1000, レンズ: EBC FUJINON MA-Z 1:1.8/7.5-75)
 流れの可視化実験で使用する。模型周辺のフローパターンの時間変化を撮影する。

(16) 8mm 映写機(富士写真フィルムK. K. 製)

8mm カメラで撮影したフィルムを映写して、実験時の流れの様子を観察する。

5. 3 格子乱流中における実験

5. 3. 1 概説

乱流の特性を決定する確率統計量は各種数多くあり、それらのものをすべて明らかにすることは難しい。そこで、一般には、構造物の耐風性に関連する乱流構造を表示する統計量として、第2章で述べたようないくつかの代表的なものが採用されている。ここでは、それらの統計量のなかで、乱れの強さと乱れのスケール(積分スケール)で格子乱流の特性を表示した。格子乱流の乱れの強さと乱れのスケールに関しては第2章の2. 4で述べた。本節では、格子乱流が一様流中の空力特性に比較して、どのような変化特性を示すかといった点に関して実験的な検討を行う。

まず、格子乱流が3成分の乱れ成分を有するにもかかわらず使用する模型が乱れの2次元性を保たせるために両端に端板を有し、端部でスパン方向の乱れ成分を拘束した実験を行うことになる。このような乱流中で2次元模型を使用した風洞実験に関して、Scanlan は Federal Highway Administration の報告書⁵²⁾の中で述べている。その中で、2次元模型を使用した乱流中での実験が妥当と考えられるのは、模型両端に供試模型と同じ断面形状を有するダミー模型を取り付けた実験を行うか、端板によるスパン方向の乱れ成分の影響が十分小さくなる程度のスパン長の長い模型を使用する場合であると述べられている。また、現実の乱流と異なるが、主流方向成分とスパンと直交する主流直角方向成分の変動成分からなる2次元変動気流中における2次元模型を使用した実験を挙げている。

ここでは、格子乱流中の実験結果について述べる。そこで、乱れのスパン方向成分と模型の端部の問題を検討するため、スパン長を変化させ、スパン中央点の背圧係数を測定し全体的な流れの状態に対する端部効果を調べる。写真5. 6は、その風洞実験状態であり、端板付2次元模型と共に両側の導流壁が撮影されている。模型のアスペクト比(模型のスパン長 l と見付け幅 D との比 l/D)を変化させる場合には、同時に両端の導流壁の間隔も変化させて背圧係数の測定を行う。鈍い物体背後には周期的な渦の放出が見られるが、この周期渦は、後流に設置

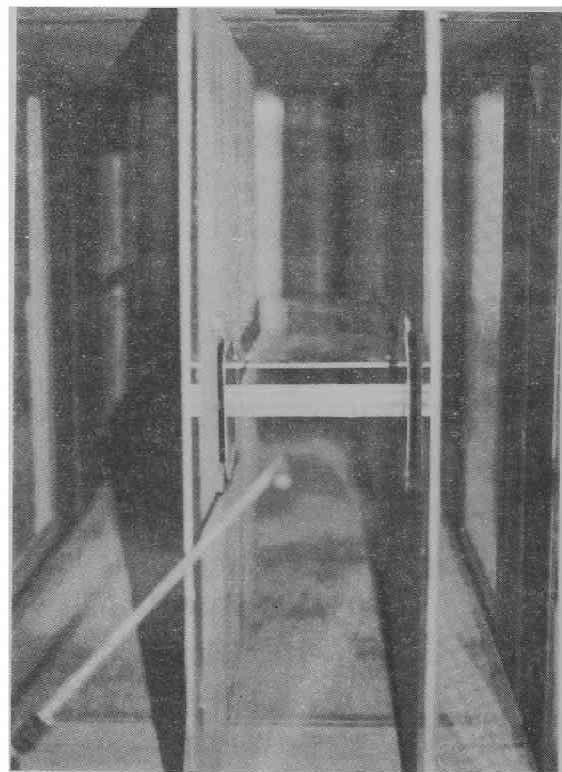


写真5. 6 背圧係数の測定状態

するスプリッター板の位置を変化するとき、その発生が抑制される場合がある。この周期渦の発生を抑制するスプリッター板の限界の位置は矩形断面の辺長比によって変化し、後流に放出される周期渦の強さ等に影響されているように思われる。そこで、気流に乱れを導入するとき、このスプリッター板の限界の位置がどのような変化特性を示すか実験的に調べ、さらに静的空気力係数等が断面背後に放出される周期渦とどのような関連性を有するかといった点について検討を加える。

5. 3. 2 2次元模型と乱れの3次元性

辺長比が 0.5 の矩形断面について、背圧係数のアスペクト比による変化特性を図 5. 7 および図 5. 8 に示した。図 5. 7 には、Nakamura・Tomonari⁵³⁾、および Bostock・Mair⁵⁴⁾ によって報告されている一様流の実験結果を同時にプロットしたが、本実験結果とほぼ等しく図 5. 7 に示すアスペクト比の範囲内では、一様流中の背圧係数はアスペクト比によって大きな変化を示さず、模型端部の影響は小さいものと考えられる。一方、乱流中では、アスペクト比が大きくなるに従って $-C_{pb}$ は大きくなり、アスペクト比が約 11 以下で一様流中より乱流中で $-C_{pb}$ が小さく、約 11 より大きくなれば、乱流中の $-C_{pb}$ が大きくなる。文献 53) の乱流中の結果を黒色の三角印でプロットした。なお、本実験値は全て閉塞効果の補正は行っていない。図 5. 8 は、 $-C_{pb}$ のアスペクト比による変化特性に及ぼす Karman 渦の効果を調べたものであり、スプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制させた定常流成分の背圧係数に及ぼす乱流効果をアスペクト比を変化させて調べた結果を示す。同図には、スプリッター板を設置した状態の背圧係数と、スプリッター板の無い状態における背圧係数との差 ($C_{pb'} - C_{pb}$) を一様流中および乱流中に対してプロットした。図 5. 8 より、白丸印で示した一様流中の結果は、いずれもアスペクト比による変化は小さく、ほぼ一定となっていることが知られる。一方、乱流中では、いずれもアスペクト比が大きくなるに従って $-C_{pb}$ は大きくなる。ただし、スプリッター板を設置した状態における定常流成分では、一様流中より乱流中の $-C_{pb}$ が全体的に大きい。また、スプリッター板有りの背圧係数と無しの背圧係数との差は Karman 渦による流体の振動成分に寄与される効果と考えられるが、アスペクト比の小さい場合、一様流中より乱流

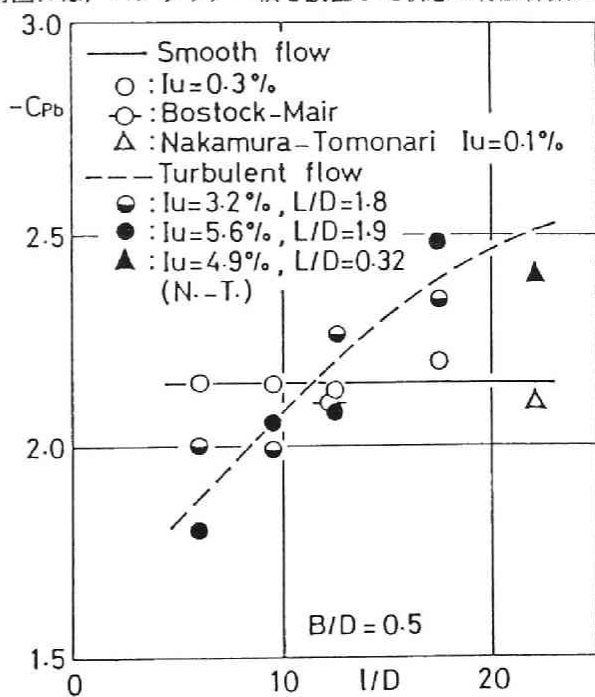


図 5. 7 背圧係数のアスペクト比による変化特性 (WT-L)

中の $-C_{pb}$ がかなり小さく, Karman 渦の効果が乱れ成分によって低減されることが知られる. このことから, アスペクト比が小さい場合には, 気流の乱れの3次元性によって模型の端板, および両端の側壁の影響が大きく, アスペクト比が大きくなるに従ってその影響は小さくなると考えられる. また, Karman 渦の発生していない定常流の成分では, 接近流の乱れによって死水域の流体の連行効果が促進される結果として $-C_{pb}$ が大きくなると思われる. したがって, 辺長比 0.5 の矩形断面では, $-C_{pb}$ が一様流中より乱流中で大きいという結果が報告されているが, これは, 定常流成分における乱れに起因した死水域の流体の連行効果に寄与する点の大きいことが推定される.

アスペクト比の問題は, 2次元模型を使用して3次元成分を有する乱流中で実験を行う際の問題点であるが, スパン長を十分長くしてアスペクト比の大きい模型を使用することが必要と考えられる.

なお, 乱流中で2次元模型を使用した実験の信頼性を高めるためには, さらに乱れのスケール, および乱れの強さ等の乱流構造と共に風洞壁面と乱流との相互作用, またそれに起因した風洞軸方向の平均風速の変化特性を考慮した詳細な検討を行うことが今後の課題であろう.

5. 3. 3 スプリッター板による後流流速変動の安定性

ここでは, 矩形断面の後流軸上に設置したスプリッター板によって物体後流に発生する Karman 渦を抑制した状態で背圧係数を測定し, 主流に含まれる乱れ成分と Karman 渦との相互作用等を調べた. なお, 従来スプリッター板によって後流に発生する渦を抑制し, 各種空力特性に及ぼす渦の効果を調べた研究が数多く報告されている. 例えば, 薄翼の失速フラッターに及ぼす Karman 渦の効果を調べた篠原・田中・花村⁵⁴⁾の研究, 矩形断面の不安定振動(低風速励振と渦励振)に及ぼす効果を調べた中村・渡辺・藤本の研究⁵⁵⁾, 付着タイプの断面の背面に設置したスプリッター板の長さによる後流流速変動および圧力分布の変化特性を調べた Bearman の研究⁵⁶⁾, 円形

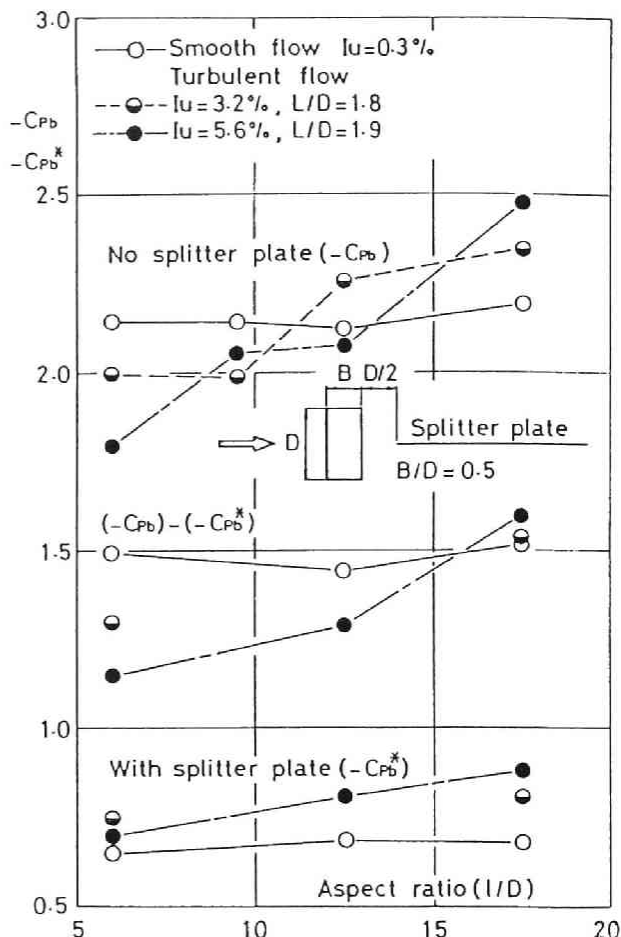


図5. 8 背圧係数のアスペクト比による変化特性, およびスプリッター板を設置した場合との比較 (WT-L)

断面の背圧係数および後流流速変動に及ぼすスプリッター板の影響を調べた Roshkoの研究⁵⁷⁾等が認められ、文献55)では、スプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制し元の断面の空力特性に及ぼす Karman 渦の効果を評価する際の問題点が指摘されている。

さて、図5.9は、一様流中において正方形断面の後流軸に沿ってスプリッター板を設置したときのその位置による背圧係数の変化特性を示したものであり、白丸印は、背面に接触した状態から下流側に移動した状態の結果で、黒丸印はその逆で下流側から模型背面に接近させたときの結果である。また、図5.10は同じ模型の乱流中の結果である。これらの図から、背圧係数は後流に周期的な Karman 渦の発生している状態と発生していない状態でそれぞれ異なった一定の値を示し、また、スプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制した状態から板を下流側に引き出していく際に断面周辺気流が周期的な変動を開始する位置 X_{ks} 、および Karman 渦が発生している状態から模型背面側へ挿入していく際に周期的変動が終止する板の位置 X_{ke} とが存在することが知られる。このことは、渦の発生した状態から模型背面側に板を挿入するときは、すでにスプリッター板上に前に発生した渦が流

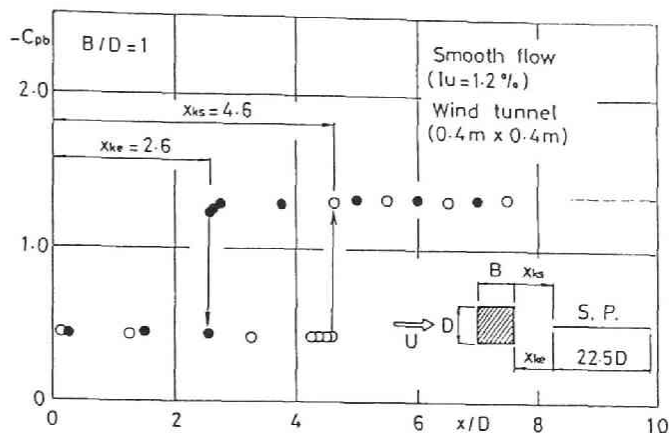


図5.9 スプリッター板の位置による背圧係数の変化特性 (正方形断面、一様流中、WT-M)

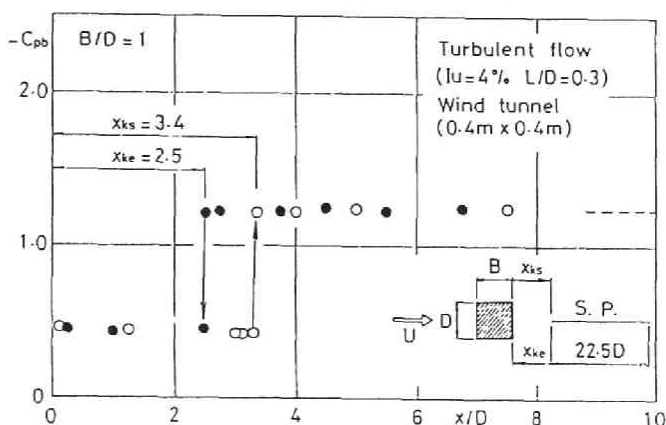


図5.10 スプリッター板の位置による背圧係数変化特性 (正方形断面、乱流中、WT-M)

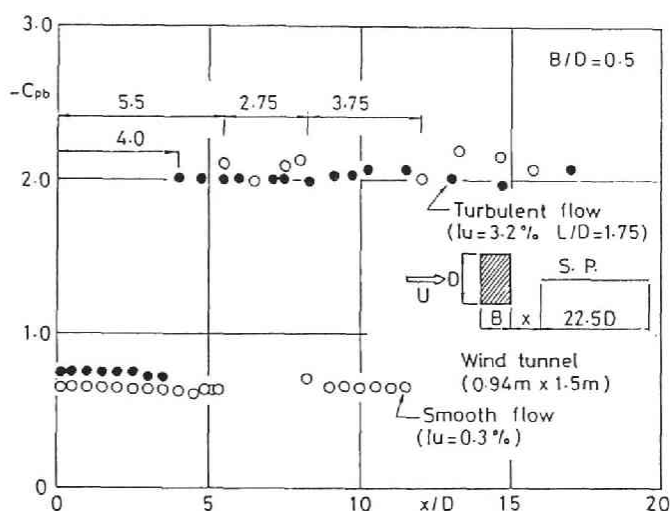


図5.11 スプリッター板の位置による背圧係数の変化特性、一様流中と乱流中における比較 (辺長比 0.5 の矩形断面、WT-L)

下しているため、片側1個分の渦が発生できるスペースがあればよく、一方、模型背面から下流側へ引き出していく場合には、模型背面とスプリッター板とのスペースが上下交互の2個分の渦の発生できる状態となったとき、それぞれ後流に Karman 渦が発生するものと考えられる。格子乱流中においては、スプリッター板の限界の位置 X_{ks} 、 X_{ke} 共に小さくなるが、特に X_{ks} の低減が顕著である。これは、接近流の乱れによって剥離せん断層が側面に接近しアフターボディの干渉が強くなること、スパン方向の相関の低下により渦が弱くなった点が考えられる。特に X_{ks} の低減に関しては、乱れに起因して発生する渦が引金となったものと考えられる。図5. 11に示した結果は、乱れの強さの小さな風洞WT-Mを使用した実験結果であり、一樣流中において、模型背面とスプリッター板との距離が 5.5D 以下および 8.25D から 12D との間で Karman 渦の発生を抑制されていることが認められる。5.5D から 8.25D のスペースでは、前述のとおり、模型背面とスプリッター板の間で上下交互にそれぞれ1個の渦が発生し、その渦がスプリッター板に沿って流下するものと考えられる。一方、8.25D から 12D のスペースでは、片側から2個、他の側から1個の渦配置となる状態と考えられ、この場合には安定した渦の発生が抑制されるものであろう。なお、格子乱流中では、乱れに起因して発生した渦が引金となって、一樣流中で渦の発生が抑制された 8.25D から 12D のスペースにおいても Karman 渦の発生していることが知られる。

図5. 12、図5. 13は、上記の X_{ks} 、 X_{ke} を断面見付け幅Dで無次元化して、各種辺長比を有する矩形断面の結果としてまとめたものであり、同時に $-C_{pb}$ 、および後流特性（剥離渦形成領域： X_{lr}/D ）の辺長比 B/D の変化特性として示した。図5. 12は一樣流中、図5. 13は格子乱流中の結果である。これらの図から、乱流中において全体的に X_{ks}/D の低下が顕著に認められ、 X_{ks}/D との差が小さくなっている。このことは前述のとおり、接近流の乱れによる流体の連行効果によって剥離せん断層が側面に接近すること、スパン方向の相関の低下による周期渦の強さが弱くなること、および乱れに起因して発生する渦が引金となる点等が考えられる。付着タイプの断面では、 X_{ks} と X_{ke} とが等しくなっており、乱流中では、付着タイプとなる辺長比が小さくなることが知られる。この点に関しては、

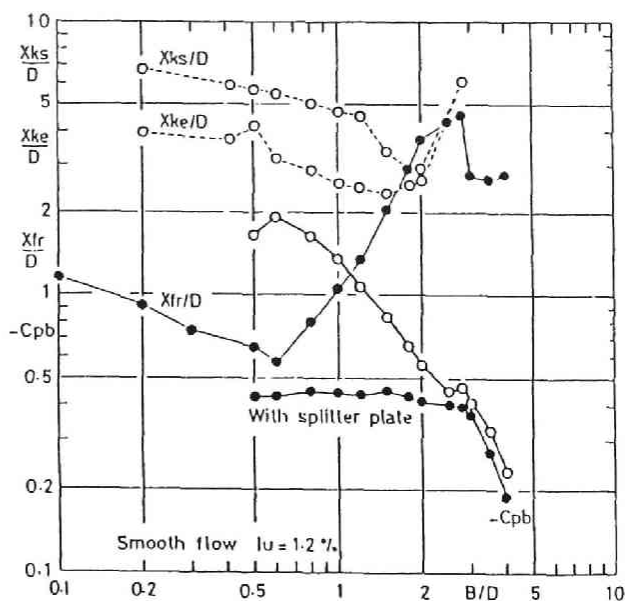


図5. 12 背圧係数および後流流速変動特性の辺長比に関する変化特性（一樣流，WT-M）

背圧係数の B/D に関する変化特性を両対数紙上に表示するとき、スプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制した定常流の成分において顕著であり、完全剥離から付着タイプへの限界点が明確に認められ、一様流中と乱流中との変化特性が知られる。完全剥離タイプでは辺長比によって $-C_{pb}$ が低減する。その低減の割合は、スプリッター板が無くて Karman 渦の発生している状態と同程度となっている。このことから、この程度の乱れの強さの小さな乱流中では、流体連行効果によって完全剥離タイプでは定常流成分の $-C_{pb}$

は大きくなり、一方、付着タイプの断面では付着が促進されることにより、一様流中より乱流中で $-C_{pb}$ は低下する。完全剥離タイプと付着タイプの限界の辺長比は、一様流中における $B/D = 2.8$ より小さく約 2 となり、剥離せん断層が気流の乱れによって模型側面に接近することが推定される。

図5.12, 図5.13には、後流特性の1つとして、後流軸に沿った流速変動の最大値を示す点と模型背面との間の距離 X_{rr} を D で無次元化して示した。完全剥離タイプの断面は X_{rr} と $-C_{pb}$ との対応関係が極めて良く、 $-C_{pb}$ が極大値を示す辺長比と X_{rr}/D が極小値を示す辺長比が一致していることが認められる。 $-C_{pb}$ と X_{rr}/D との関係を両対数紙上にプロットした図が図5.14であるが、上側直線部が完全剥離タイプの断面の結果であり、付着タイプになれば、その傾向が急変する。また、乱流中の結果を黒丸印で示したが、白丸印で示した一様流中の結果と同様の傾向を示し、 $-C_{pb}$ と X_{rr}/D との対応関係の良いことが示されるが、後流よみ点よりも剥離渦形成領域 X_{rr}/D は測定が容易であ

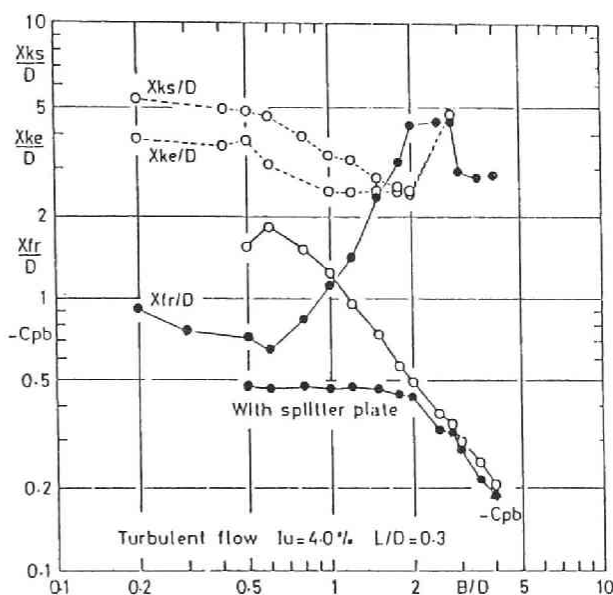


図5.13 背圧係数および後流流速変動特性の辺長比に関する変化特性 (格子乱流, WT-M)

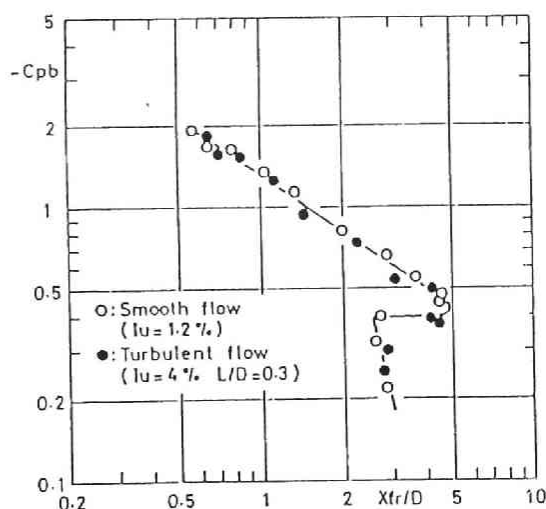


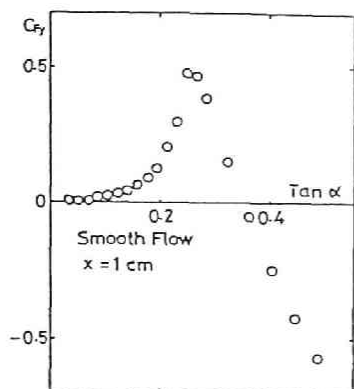
図5.14 背圧係数と剥離渦形成領域 (WT-M)

るというメリットを有する。一方、前述の X_{ks}/D と $-C_{pb}$ との対応関係はよくない。 $-C_{pb}$ が極大値をとる辺長比においても X_{ks}/D は極値をとらず、 B/D が小さくなるに従って X_{ks}/D は大きくなる。このような特性は、文献 40) ~ 43) に示された Strouhal 数の B/D に関する特性と極めてよく似ており、 X_{ks}/D は Karman 渦の 1 つの特性量と考えられる。したがって、背圧係数は Karman 渦に直接影響される部分と共に、後流よどみ点および剥離渦形成領域のような断面近傍の気流特性の影響が大きいに思われる。

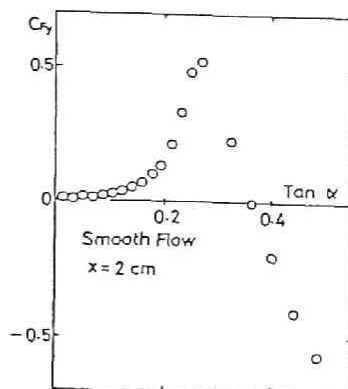
5. 3. 4 静的空気力係数

図 5. 15 は、後流に設置したスプリッター板の位置を変化させて静的空気力係数 C_{Fy} の迎角に関する変化特性を調べた結果である。5. 3. 3 において、 $-C_{pb}$ の値からスプリッター板の位置による Karman 渦発生限界が調べられ、正方形断面では $X/D < 2.5$ ($D = 4\text{cm}$) の位置にスプリッター板を設置するとき、渦の発生が抑制されることが示された。ここで、その限界付近の結果を示したのが図 5. 15 の (c) と (d) の図であり、(c) では Karman 渦が発生していない状態、(d) が渦の発生した状態と考えられる。 $\tan \alpha$ が約 0.2 以下の迎角 α の小さい領域において、Karman 渦の発生の有無によって C_{Fy} が急変することが、先の $-C_{pb}$ の結果と同様に示された。渦が抑制された状態では、スプリッター板の位置を変化させても C_{Fy} はほとんど変化なく、また、渦の発生した状態では、スプリッター板の位置を変化させても C_{Fy} は大きな変化を示さず、スプリッター板の無い場合と同様の傾向を示す。このような C_{Fy} の $\tan \alpha$ に関する変化特性から、スプリッター板によって Karman 渦を抑制した場合には、不安定なミットサイクルを有するハードギャロッピングの発現が予想されるが、このことは風洞実験で検証された⁹⁾。

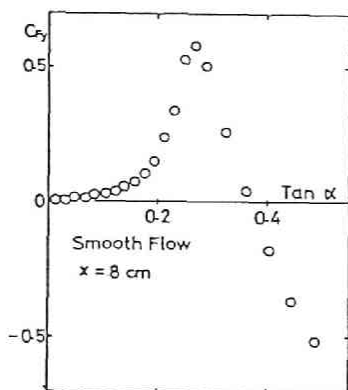
迎角が 0° における C_{Fy} の接線の勾配は、準定常空気力理論に従えば、ギャロッピングのゼロ発振限界風速に関連するが、この $dC_{Fy}/d\alpha$ が Karman 渦の有無によって大きく変化することが示された。図 5. 16 は、一様流中における Karman 渦の発生の有無による C_{Fy} の変化を示したものであり、図 5. 17 は格子乱流中の結果を示した。図 5. 16 は、Karman 渦の発生が抑制された状態では $\tan \alpha \approx 0.1$ より小さな迎角の領域において C_{Fy} の値は極めて小さく、迎角の変化に対して敏感に影響されない。一方、スプリッター板が無く Karman 渦の発生している状態では、迎角の小さい領域において、迎角の変化に対し C_{Fy} は顕著な変化を示す。これらのことから、Karman 渦に起因した剥離せん断層の変動によって断面上下両側面の干渉に差が表れ、側面圧の差が大きくなるものと思われる。図 5. 18 は、再付着角よりかなり小さな迎角での剥離せん断層の時間的変化を示すものであり、まず上段の (a) は正方形断面の状態を表し、実線に対して破線は $1/2$ 周期後の状態を示した。正方形断面は完全剥離タイプの断面に分類されるが、これは、時間平均的な剥離せん断層が側面に付着しないと考えられるものであり、臨界辺長比より大きな辺長比を有することからも、剥離せん断層の時間変動を考慮するときアフターボディーの影響を受けていることが推定される。なお、渦点法（特異点分布法）によって、剥離せん断層の挙動を数値解析した結果を図 5. 18' に示した。時間変化を見ると、ある時間において前述



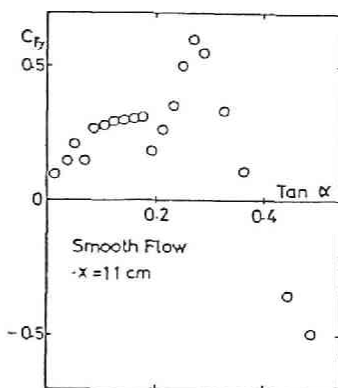
(a) S. P. と模型背面との距離 1 cm



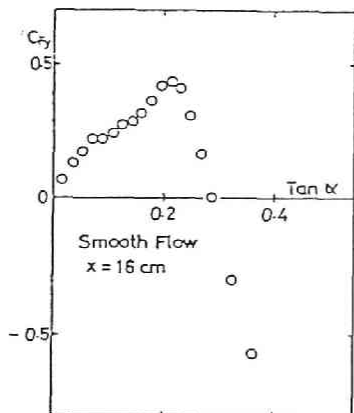
(b) S. P. と模型背面との距離 2 cm



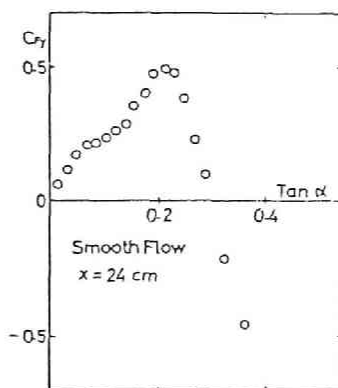
(c) S. P. と模型背面との距離 8 cm



(d) S. P. と模型背面との距離 11 cm



(e) S. P. と模型背面との距離 16 cm



(f) S. P. と模型背面との距離 24 cm

図5. 15 静的空気力係数 C_{Fy} の迎角に関する変化特性
スプリッター板の位置による変化(正方形断面,
一様流中, WT-M)

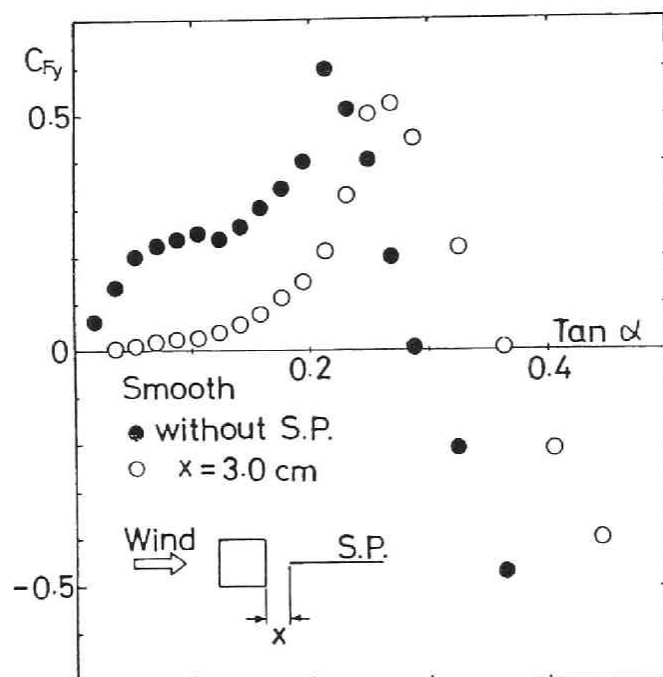


図5. 16 $C_{Fy} - \tan \alpha$ (正方形断面) 一様流中でスプリッター板により Karman 渦の発生を抑制した場合 (WT-M)

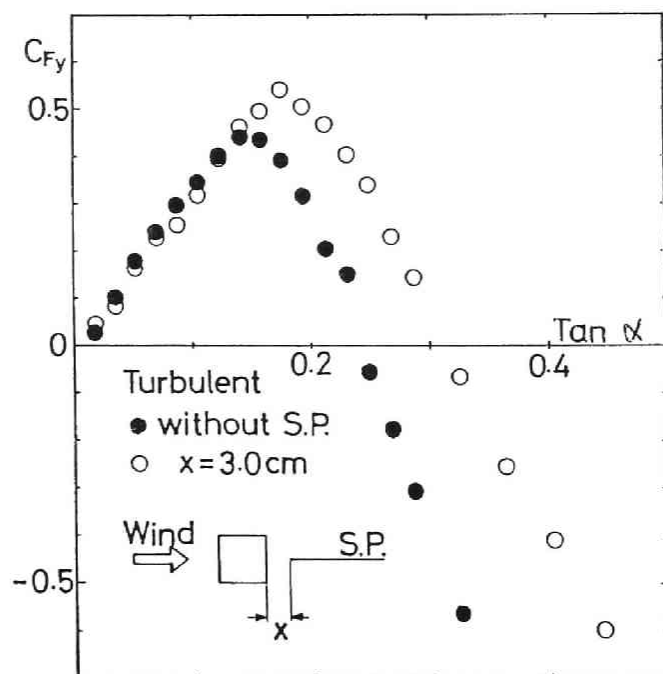


図5. 17 $C_{Fy} - \tan \alpha$ (正方形断面) 乱流中 ($I_u = 7\%$) でスプリッター板により Karman 渦の発生を抑制した場合 (WT-M)

のように、臨界辺長比より大きい辺長比を有する正方形断面では剥離せん断層が側面後縁端付近と接する状態が認められ、臨界辺長比より小さな辺長比を有する $B/D=0.5$ の矩形断面では、剥離せん断層は側面に接することはない。また、太い実線で表した時間平均的な剥離せん断層は、両断面とも完全剥離タイプの断面であることから側面に付着していない。したがって、時間変化を見るとき図5.18(a)の迎角 α を有する状態においては、下側の破線で示した剥離せん断層の曲率半径が小さくなると共に、下面と接することにより上下両側面に圧力差を生じ C_{Fy} が大きくなる。実線の状態では、両側面の圧力差は小さい。これから1周期で平均すれば、 C_{Fy} は正の値を示す。一方、図5.18(b)はスプリッター板を設置した状態であり、Karman 渦の発生が抑制され剥離せん断層の変動のない場合には、上流側隅角部より剥離したせん断層はアフターボディーに接することがなく、したがって C_{Fy} は小さく、また、迎角の変化に対して大きく変化しないものと考えられる。

図5.17に示す格子乱流中の結果は、迎角の小さい領域において、スプリッター板の有無にかかわらず C_{Fy} がほぼ同じ値を示しており、一樣流中の結果と大きく異なる。格子乱流中においては、スプリッター板によってKarman渦の発生が抑制された状態でも、主流の乱れに起因する剥離せん断層の変動と側面との相互干渉が生じたものと思われる。図5.18(b)の

図5.17に示す格子乱流中の結果は、迎角の小さい領域において、スプリッター板の有無にかかわらず C_{Fy} がほぼ同じ値を示しており、一樣流流中の結果と大きく異なる。格子乱流中においては、スプリッター板によってKarman渦の発生が抑制された状態でも、主流の乱れに起因する剥離せん断層の変動と側面との相互干渉が生じたものと思われる。図5.18(b)の

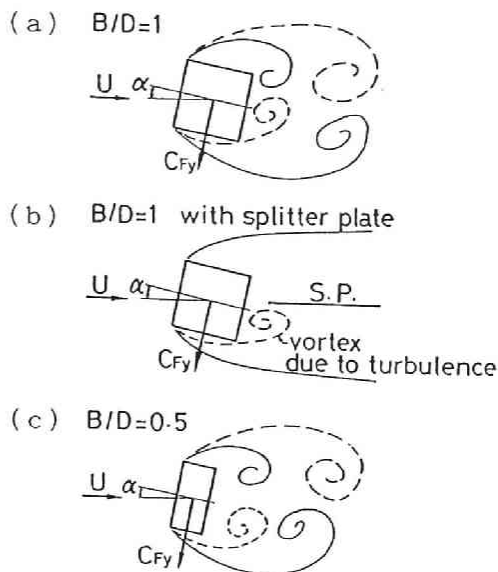


図5.18 再付着角より小さな仰角での剥離せん断層の時間的变化アフターボディーの相違による比較

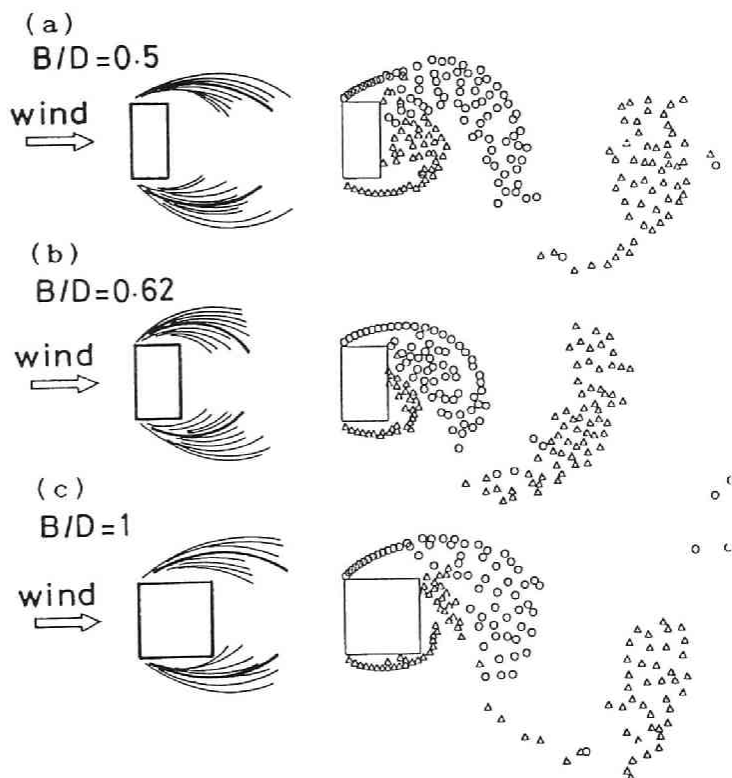


図5.18' 渦点法によって求めた剥離せん断層の時間変動および下側の剥離せん断層が最も側面に接近したときの渦点の状態

一点鎖線で示した剥離せん断層が、乱れに起因すると思われるものであり、下面の干渉を受け渦を形成し、先の(a)のスプリッター板無しの状態の下側の破線で示した剥離せん断層と同様の作用を与え C_{Fy} の値を大きくするものと考えられる。これらのことは、5.6で流れを可視化することによって検証する。

なお、図5.18(c)、図5.19は、臨界辺長比より小さな $B/D=0.5$ の矩形断面に対するものである。図5.18(c)に示されるように、後流に放出される周期渦の1周期の間で剥離せん断層は両側面に接することがなく、したがって、再付着角よりかなり小さな領域で

は迎角の変化に対して C_{Fy} の変化が小さい。この特性は、正方形断面にスプリッター板を設置してKarman渦の発生を抑制したときの結果と似ている。乱流中においては、剥離せん断層が乱れに起因して側面に接近し、アフターボディーの干渉を受けやすくなり、図5.19に示されるように乱れによって C_{Fy} が大きくなる。

本節で述べた格子乱流中の特性に対して、後節においてモデル化した気流変動を利用することにより、さらに実験的な考察を行う。

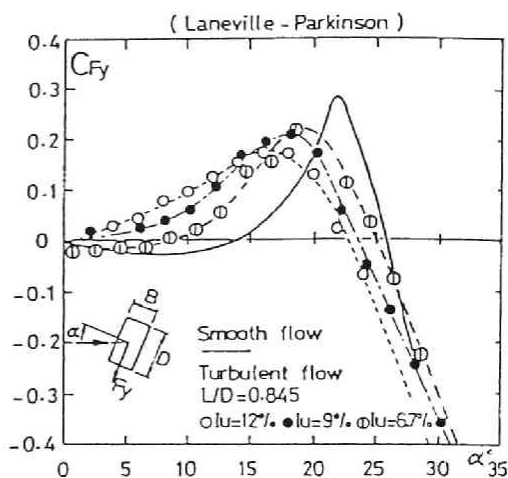


図5.19 $C_{Fy} - \alpha^0$ ($B/D=0.5$)⁵⁹⁾
一様流中と乱流中との比較

5.4 主流方向周期変動流中における実験

5.4.1 概説

従来、構造物の空力特性に及ぼす乱れの効果を研究する際に乱流統計量の乱れの強さをパラメータにとった研究が多く、剥離流を伴う断面の空力特性が乱れの強さによって大きく変化することが知られている。一方、乱れのスケール効果は小さいという研究結果も認められるが、最近、中村 小園他²⁴⁾は、乱れのスケール効果に関して、剥離流を伴う断面の空力特性が乱れのスケールによる影響を受けるという研究結果を示した。しかしながら、乱れのスケール効果に関しては、現在のところ十分な結論を得るまでには至っていないものと思われる。この乱れのスケールという統計量から得られる物理的な情報として、時間的にゆっくりした変動であるとか、あるいは早い変動であるといった目安が得られると共に、乱流が各種スケールを有する渦によって構成されていると考えるとき、平均的な渦のスケールを表すといわれている。乱れの強さ、および乱れのスケール共に変動成分の自己相関関数から求められるが、乱れの強さは自己相関関数のラグタイムがゼロにおける値のみで決定される直接的な変動の大きさとして把握されるのに対して、乱れのスケールは、定義上ラグタイムがゼロから無限大の領域における情報の積分の形で求められる。この点から判断して乱れのスケールは、乱れの強さと比較して全体的な平均化の程度が大

きい統計量と考えられるであろう。したがって、乱れのスケールはデータの平均化の程度が大きいため、構造物の空力特性に及ぼす乱流効果を評価するパラメータとしては、その相関あるいは感度が悪いのかもしれない。

さて、平均風速 U 、および迎角 α_0 に設置された矩形断面を考え、時間平均された空気力の成分、および

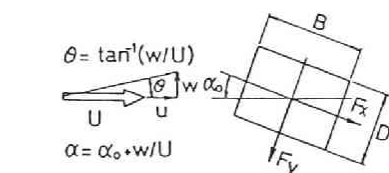
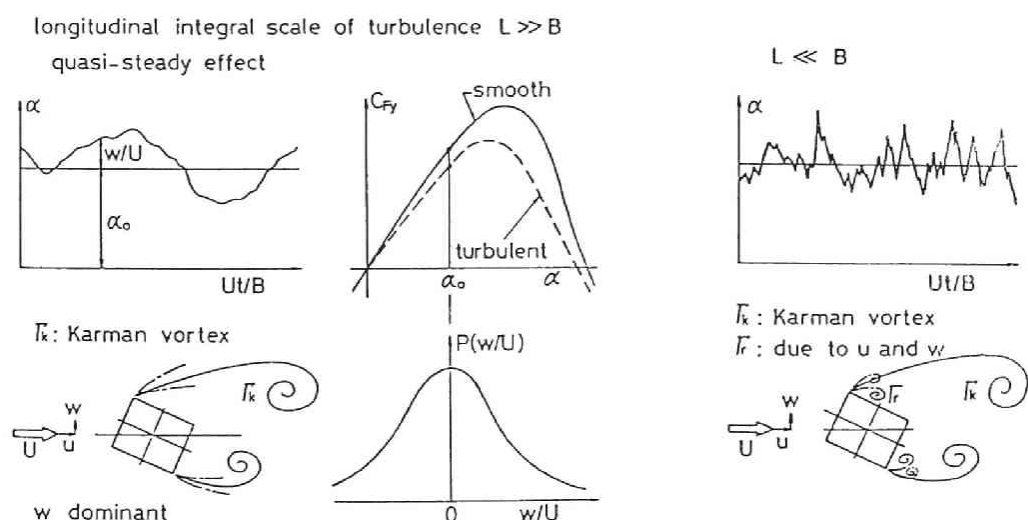


図5. 20 空気力成分および乱流成分

鉛直方向変動風速成分に起因する相対迎角を近似的に図5. 20に示すように表す。流速変動の状態を大別して、乱れのスケール L が断面幅 B より極めて大きい場合と小さい場合とに区別して考えれば、相対迎角の時間変動は、それぞれ図5. 21 (a), (b) に示すようであり、断面隅角部より剥離する気流状態も図示の通り相違することが予想される。

時間平均した空気力は、 $L \gg B$ の変動気流に対して、図5. 21 (a) の右側に示すように C_{Fy} の迎角に関する非線形性、および相対迎角 w/U に関する確率密度関数 $P(w/U)$ を考慮することにより、一様流中の結果（実線）を修正する形で変動流中の結果（破線）が準定常的に推定されることが第3章で示された。一方、 $L \ll B$ の気流変動においては、(b) に示すように Karman 渦と共に急激な気流変動に起因する渦の発生が考えられ、この渦と Karman 渦との相互作用、およびアフターボディーとの影響等によって空気力が変化すると考えられる。

そこで本節においては、気流変動を直感的に把握しやすい形にするため主流方向に周期的な変動成分を平均風速に重ね合わせた極めてモデル化した気流変動を考え、前節で述べたような各種



(a) 乱れのスケールが大きな気流変動

(b) 乱れのスケールが小さな気流変動

図5. 21 主流変動と後流変動の模式図

空力特性の脈流周波数変化特性を求め、 $L \ll B$ の気流変動の効果に対応すると考えられる問題を実験的に考察した。

なお、ここでは単一変動成分として主流方向成分を採用したが、これは鉛直方向変動風を風洞内に発生するとき、変動風発生装置の機構上主流方向変動成分が同時に発生しやすく2成分の変動となり、一方主流方向変動成分を発生させるときには鉛直方向変動成分はほとんど存在せず、単一成分の変動風を発生することが可能なことに起因する。

5. 4. 2 スプリッター板の Karman 渦発生限界位置

図5. 22は、スプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制した状態から板を下流側へ引き出していく際に断面周辺気流が周期的な変動を開始する板の位置 X_{ks} 、Karman 渦が発生した状態から板を模型背面に挿入していく際に周期的変動が終止する板の位置 X_{ke} を D で無次元化し、脈動流の無次元周波数変化特性として示した。また、同図には、脈流周波数 f と Karman 渦発生周波数 f_k との比 f/f_k を無次元脈流周波数 $f \cdot D/U$ (U は平均風速) の変化特性として同時に示した。(a) は、辺長比 0.5 の矩形、(b) は正方形断面の結果を示す。これらの結果より、 f/f_k は、後流の流速変動が主流変動によって同期されていないことが示されているが、この結果は、Barnes・Grant³⁷⁾ のアフターボディーの極めて小さい矩形断面の結果と同様であり、剥離

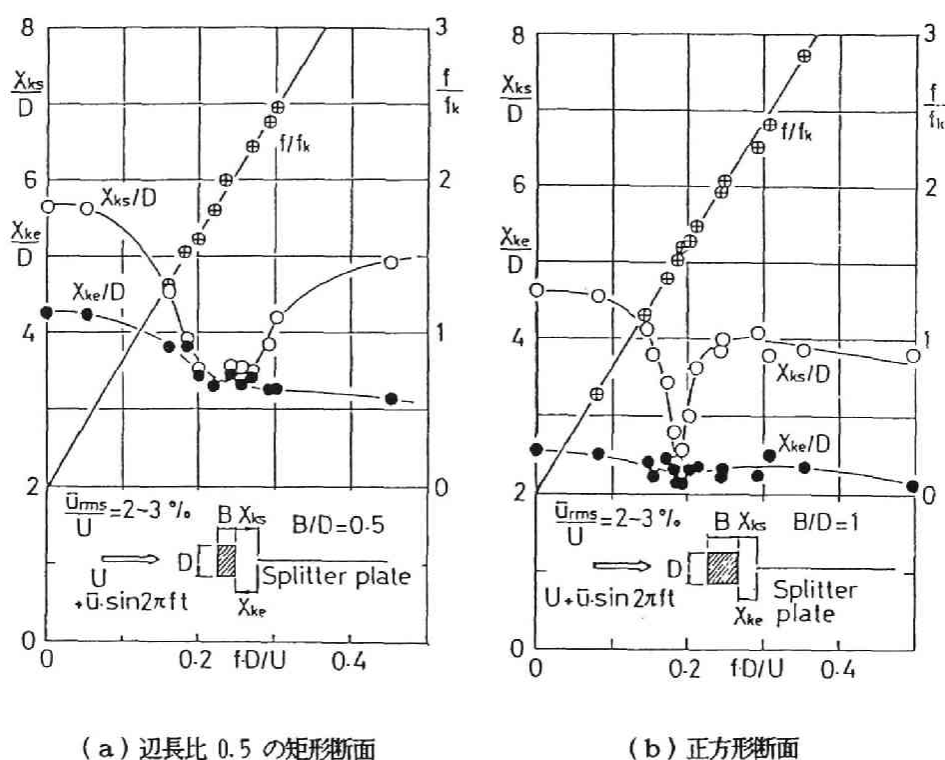


図5. 22 スプリッター板の Karman 渦発生限界位置および脈流周波数変化特性 (WT-M)

せん断層と側面との干渉による同期特性に関しては後述する。ただし、スプリッター板による後流変動の限界位置を示す X_{ks}/D に関しては、 $f \cdot D/U$ に関する極値が認められる等、主流変動に起因する変化特性が認められる。 $B/D = 0.5$ の矩形断面では、 $f/f_k = 2$ 付近の脈動流において X_{ks}/D の極値を示しているが、この点に関して後述する C_{pb} 、あるいは変動揚力の rms 値においてもピークを示し、それぞれの対応関係の存在することが知られる。 X_{ks}/D が極小値を示すということは、この脈流周波数は付近で剥離せん断層の巻き込みが強くなることを示しているものと考えられ、この点に関して 5. 6 において流れを可視化することによって検証する。一方、図 5. 22 (b) に示す正方形断面に関しては、 $f/f_k \approx 1.5$ で X_{ks}/D に極値が現れ、 $B/D = 0.5$ の断面の結果と異なり、直感的に予想される点と異なることが示された。このように、主流に含まれる変動成分の効果は、断面のアフターボディーの影響を大きく受けることが示される。なお、5. 3. 3 で述べたとおり、格子乱流中において X_{ks}/D は一様流中の結果より若干小さくなるのに対して、 X_{ks}/D は一様流中より顕著な低下を示した。このような傾向は、脈動流中の結果から推定されるところである。

5. 4. 3 同期特性と迎角

迎角 0° の辺長比 0.5 の矩形断面に対して、脈流周波数 f と Karman 渦発生周波数 f_k との比を無次元脈流周波数 $f \cdot D/U$ に関する変化特性として図 5. 23 に示した。この図より、脈流周波数 f が Karman 渦発生周波数の 1 倍および 2 倍においても同期特性は認められない。これは、剥離せん断層のアフターボディーによる干渉の小さな臨界面より小さな辺長比を有する断面の特性と考えられ、Barnes・Grant³⁷⁾ による $B/D = 0.95/5.08$ 、 $0.95/10.16$ のアフターボディーの極めて小さな断面によ

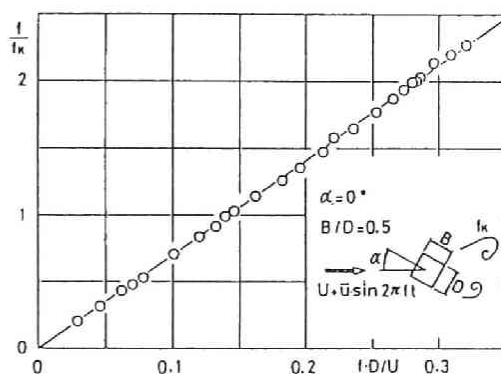


図 5. 23 脈動流中における Karman 渦発生周波数 f_k と脈流周波数 f (辺長比 0.5 矩形断面, 迎角 0° , WT-L)

ってもこのことが示された。一方、剥離点不定型の円形断面では、 f/f_k が 2 のとき同期特性を示すことが文献 37) で示されている。ここで、円形断面の結果を図 5. 24 に示す。ただし、図 5. 24 では、縦軸は Hatfield・Morkovin³⁶⁾ の実験結果 (黒丸印) と比較するために f/f_k をとり、横軸は無次元風速 $U/(f \cdot D)$ とした。また、同図には、抗力係数 C_D を同時にプロットした。文献 36) の実験では Karman 渦発生周波数の 2 倍の脈流周波数の領域までの実験が行われていなかったが、白丸印で示した本実験においては顕著な同期特性が $f/f_k = 0.5$ で認められる。また、このとき、抗力係数が増大しピーク値をとることが示された。この実験結果は、Clements³⁵⁾ の渦点法による数値計算結果と同様の結果を示した。このように、剥離点不

定型の円形断面では、剥離点の移動によって顕著な同期特性を示し、剥離点一定型の断面ではアフターボディーとの干渉が小さい場合には同期特性が認められないことが知られた。なお、Ericsson⁶⁰⁾は、in-line振動時の円形断面のharmonic lock-inの発現に関して、運動壁効果(moving wall effect)によって説明を加えた。 $f/f_k=2$ でその効果が強く同期特性を示し、 $f/f_k=1, 3$ で小さいことを示している。

そこで、もう少しアフターボディーの大きい正方形断面を対象として剥離点一定型断面の同期特性を調べた。その結果を示したものが図5.

25と図5. 26～図5. 29に示した変動揚力のパワースペクトルの結果である。図5. 25は、リニア

コーダの記録紙上に描かれた波形から読み取って求めた図であり、(a)から順番に迎角が 0° , 3° , 5° , 8° , 15° の結果を示した。図5. 26～図5. 29に示したパワースペクトルは任意目盛りで示した。迎角が 0° で、後流に逆対称モードの周期渦を発生している状態に対しては、臨界断面より小さな辺長比の矩形断面では、剥離せん断層とアフターボディーとの干渉が小さいため対称モードの脈動流による同期特性が認められず、一方、臨界断面より大きな辺長比を有する正方形断面では、Karman 渦発生周波数の2倍の脈流周波数において同期特性が若干認められる。このことは、正方形断面は完全剥離タイプの断面に属するが、臨界断面より大きな辺長比を有する断面であることから、前述したとおり、時間的变化を見るとき、剥離せん断層とアフターボディーの干渉効果が現れる断面であり、主流変動の刺激に対しアフターボディーの影響の大きいことを示すものと考えられる。

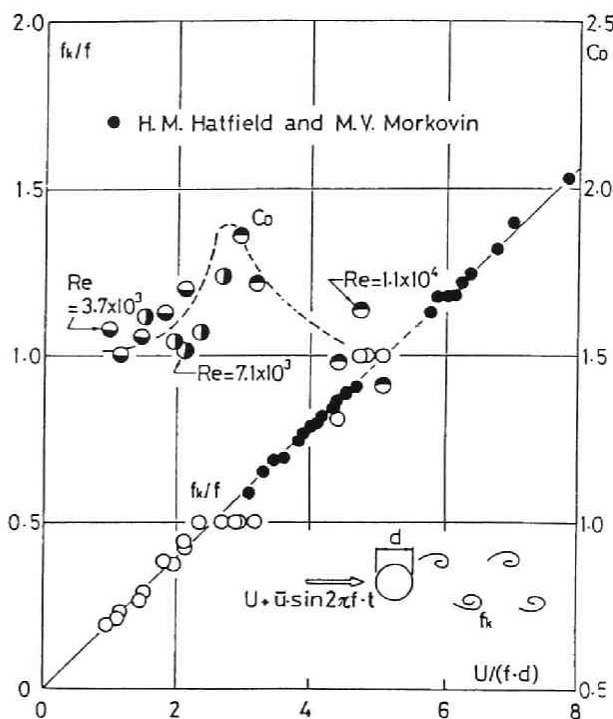


図5. 24 円形断面の抗力係数 C_D および f_k/f の無次元風速 $U/(f \cdot d)$ に関する変化特性 (WT-S)

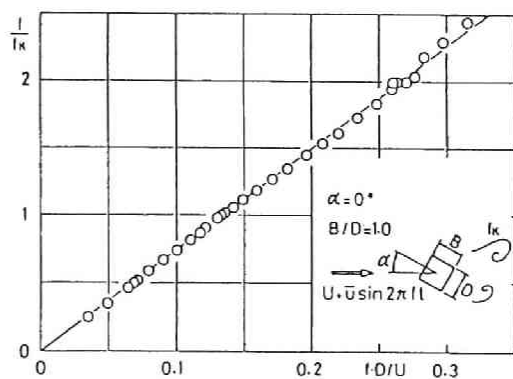


図5. 25 正方形断面の $f \cdot D/U - f_k/f$
(a) 迎角 0° (WT-L)

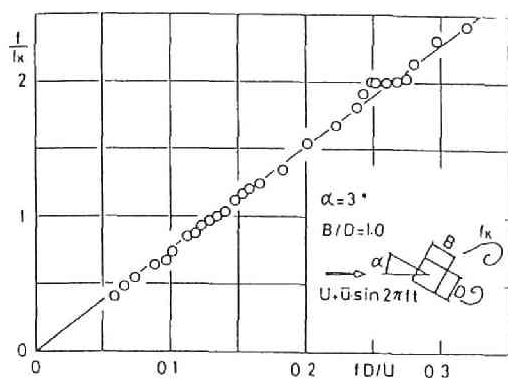


図5. 25 正方形断面の $f \cdot D/U - f/f_k$
(b) 迎角 3° (WT-L)

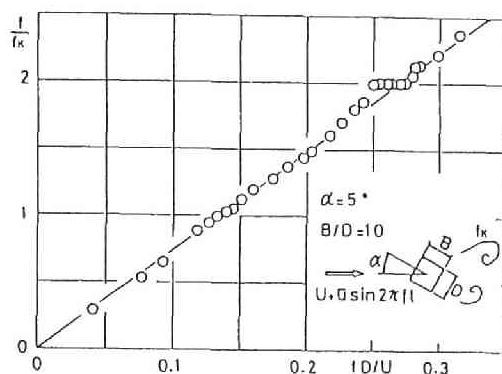


図5. 25 正方形断面の $f \cdot D/U - f/f_k$
(c) 迎角 5° (WT-L)

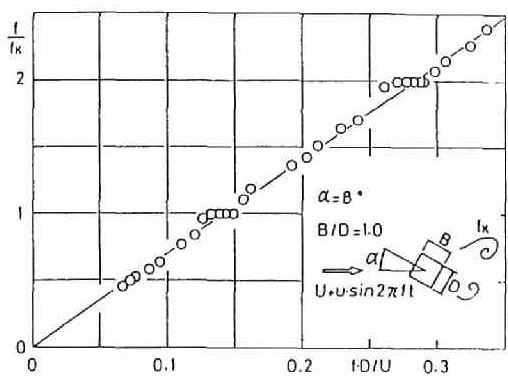


図5. 25 正方形断面の $f \cdot D/U - f/f_k$
(d) 迎角 8° (WT-L)

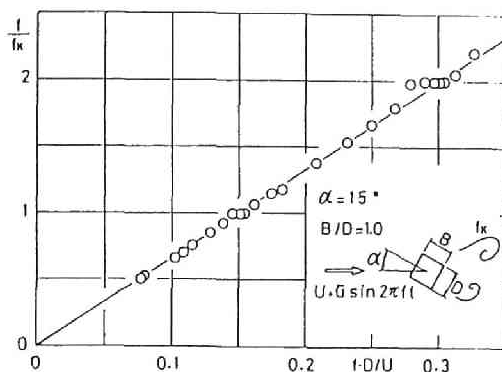


図5. 25 正方形断面の $f \cdot D/U - f/f_k$
(e) 迎角 15° (WT-L)

ただし、脈流周波数と Karman 渦発生周波数とが等しい場合には、同期特性が認められない。迎角が 0° の場合には、断面形状が上下対称であり、上下交互に同じ強さの渦を後流に放出している。 $f = f_k$ のときには、脈動流の周期が上下どちらかの渦の放出周期と等しいことであり、最初に形成される渦の形成状態が上下で等しいことから、脈流による刺激によって上下どちらかみの渦を増幅させることが極めて困難で不安定な状態となるためと考えられる。一方、 $f = 2f_k$ の脈動流中では、上下交互に渦を形成している際に、それぞれ脈流による刺激が与えられアフターボディーの干渉を受け上下の渦共に増幅効果が与えられることによって同期特性が表れるものと考えられる。

そこで、次に断面に迎角をつけ上下の剥離せん断層とアフターボディーとの干渉効果に変化を与え、最初に形成される渦の形成状態を上下で変化させて脈動流の効果を調べた。それらの結果を図5. 25の(b), (c), (d), (e)と図5. 27～図5. 29に示した。図5. 25より、迎角を有する場合には、 $f/f_k = 2$ において顕著な同期特性 (harmonic lock-in) が認められるようになり、さらに再付着角近傍の 8° と 15° では $f/f_k = 1$ においても同期特性が認められる。図5. 25の結果は、前述のとおりリニアコードの記録紙に記録された変動揚力の波形から読み

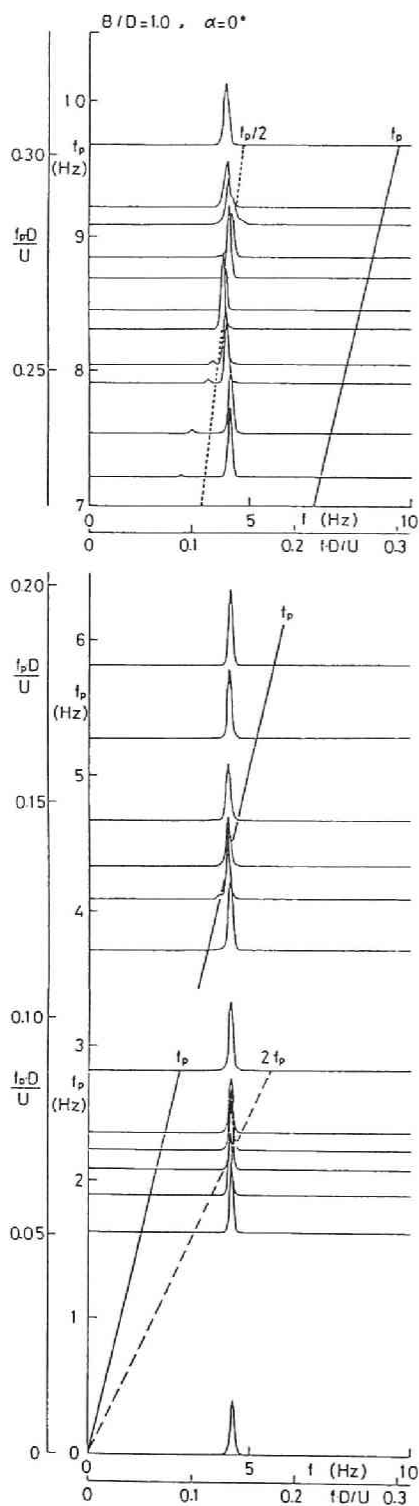


図5. 26 脈動流中における変動揚力のパワースペクトル 迎角 0° (WT-L)

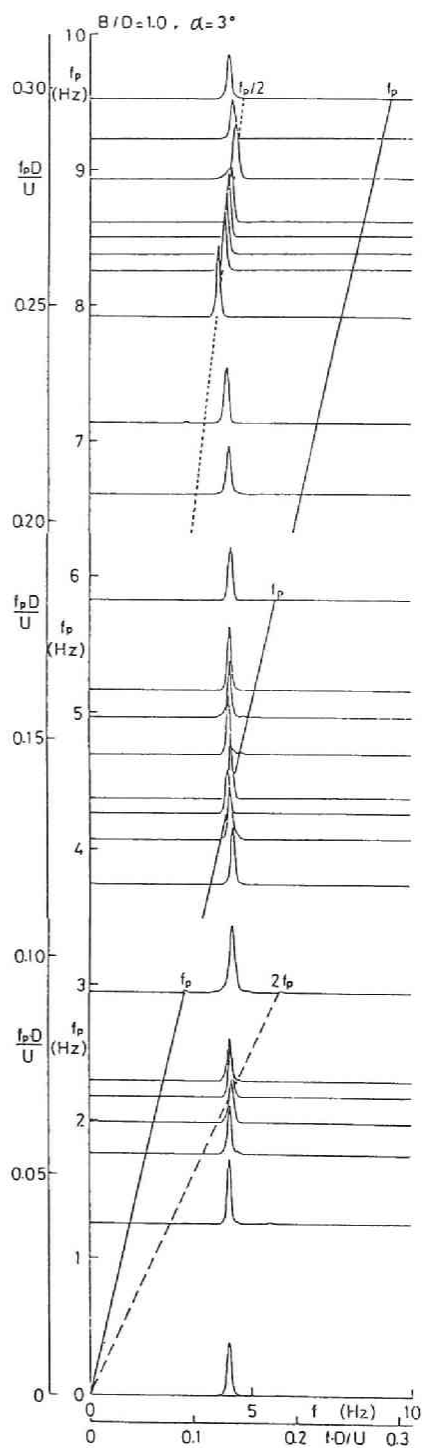


図5. 27 脈動流中における変動揚力のパワースペクトル 迎角 3° (WT-L)

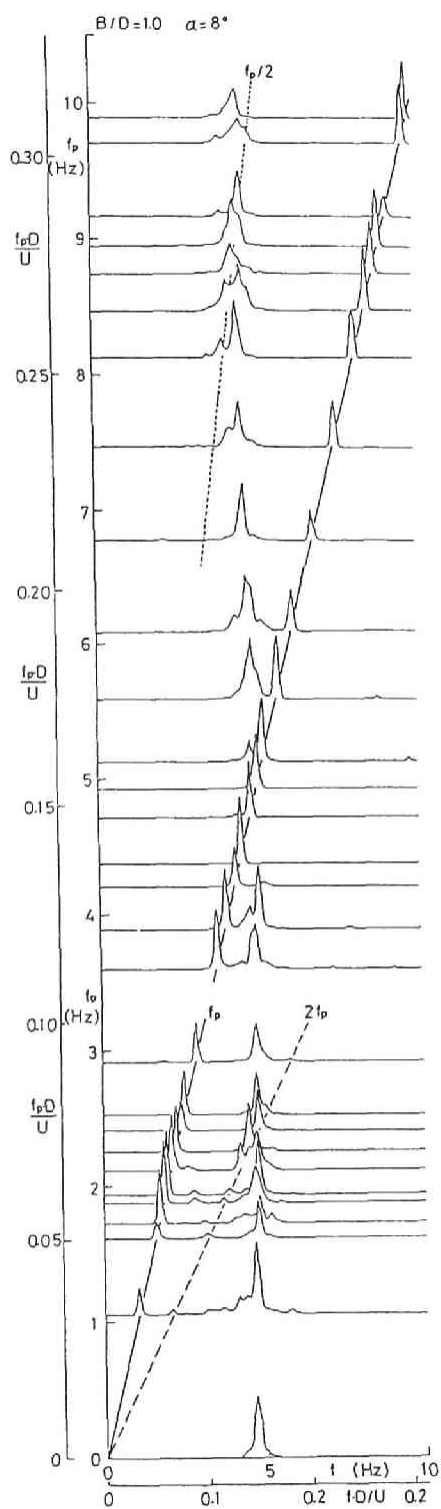


図5. 28 脈動流中における変動揚力のパワースペクトル 迎角 8° (WT-L)

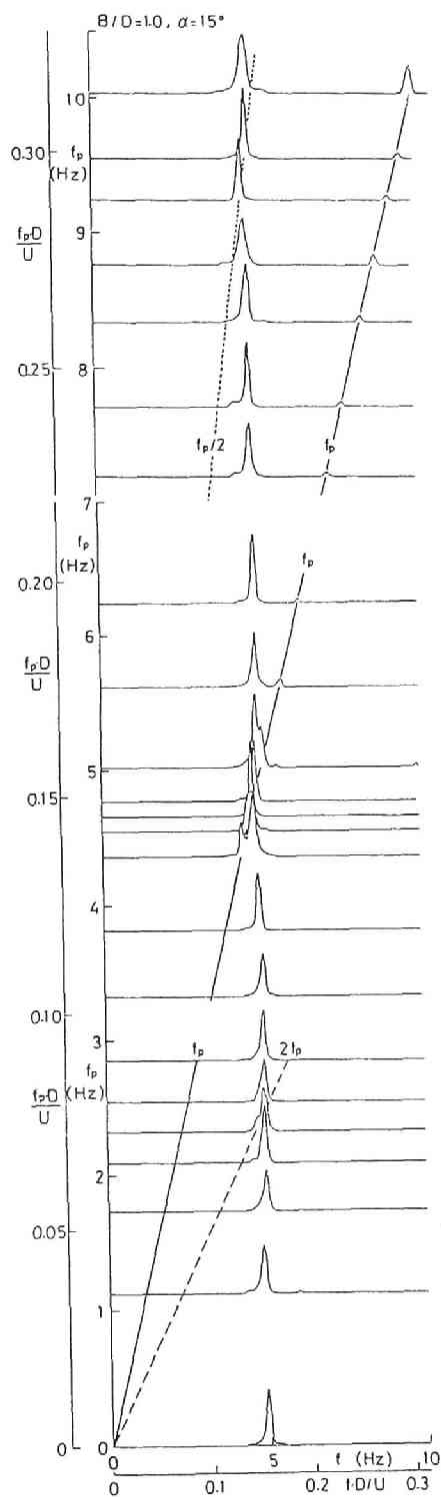


図5. 29 脈動流中における変動揚力のパワースペクトル 迎角 15° (WT-L)

取って求めたものであり、したがって、さらに詳細な情報を得るため統計的なパワースペクトルの形で示したものが図5. 26～図5. 29である。パワースペクトルの結果からも先の図5. 25の結果と同様のことが知られるが、より詳細な特性として、再付着角より少し小さな迎角の 8° において $f/f_k=1$ における同期特性が顕著であること、また $f/f_k=0.5$ の subharmonic lock-in の存在することが知られる。迎角 8° では、時間平均的な意味で剥離せん断層が再付着していないと判断されるものと考えられ、図5. 18 (a) に示した模式図のように時間変化として見れば、破線の状態では、下側剥離せん断層と下面は大きな干渉を受けるものと考えられる。この状態の時に脈動による加速流が付加されるとき、下側の渦が増幅されるものと考えられる。したがって、 $f/f_k=1$ のとき、下側の渦の形成に伴う同期現象が現れたものと思われる。同様に、 $f/f_k=0.5$ においては、下側の渦が2ヶ形成されるとき、そのうち1個の渦が脈動による加速流によって増幅効果が与えられ subharmonic lock-in が生ずるものであろう。なお、再付着角より少し大きな迎角 15° においても $f/f_k=1$ における同期特性が若干認められる。この 15° の状態は、時間平均的な意味で剥離せん断層が下面に付着しているものと判断されるものであり、先の 8° の場合と逆に上側の剥離せん断層が最初の渦を形成するときに、下側で下面と離れた剥離せん断層を形成し、時間的に下側では付着と剥離が周期的に生じていることに起因するものと考えられる。このように、剥離点一定型の矩形断面の同期特性は、剥離せん断層とアフターボディーとの干渉に起因し、剥離点移動に伴う円形断面の同期特性と相違する。5. 6において、さらに断面周辺流れを可視化することによって、同期状態の流れ、および乱流中における周辺流れの様子を調べ、ここでの考察に関する検証を行う。

5. 4. 4 静的空気力係数と変動揚力係数

図5. 30は、図5. 5に示した空気力測定装置の動特性を表すリアコーダーの記録波形である。これは、模型中央付近を木綿糸で引っ張った状態から、ハサミで糸を切断してステップ応答を調べたものである。ただし、この記録は直流成分をカットするフィルターがかかっている。図5. 30より、システムの固有振動数は124Hz、対数減衰率は0.055であり、周波数応答関数より判断して、本実験では10Hz程度以下の脈流周波数で測定を行っており動的倍率は1と見なしてよい。

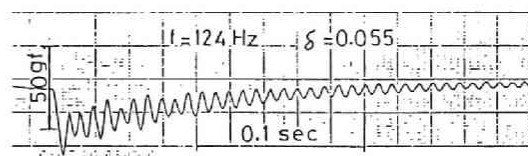


図5. 30 空気力測定装置のステップ応答 (WT-L)

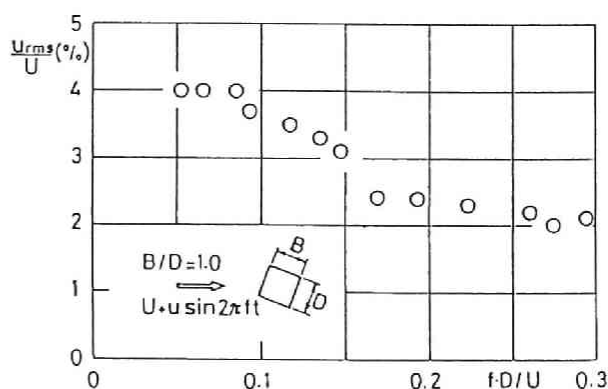


図5. 31 脈動流の振幅の脈流周波数に関する変化特性 (WT-L)

図5. 31は、静的空気力係数および変動揚力を測定した際の脈動流の変動の強さを調べた結果であり、主流方向の変動風速の rms 値を平均風速で無次元化し、無次元脈流周波数に関する変化特性として示した。図から知られるとおり、変動の強さは実験した範囲内で 4% 程度から 2% まで周波数の増大に伴って低減する。実験状態としては、変動の強さは周波数の変化にかかわらず一定となることが好ましい。本実験装置は、図5. 2 (c) における抵抗格子の角度 θ を変化させることによって変動の強さを調節することが可能であるが、実験時間を短縮するため、変動の強さを一定とするような操作を行わなかった。脈流の変動の強さと空気力との関係は後述する。

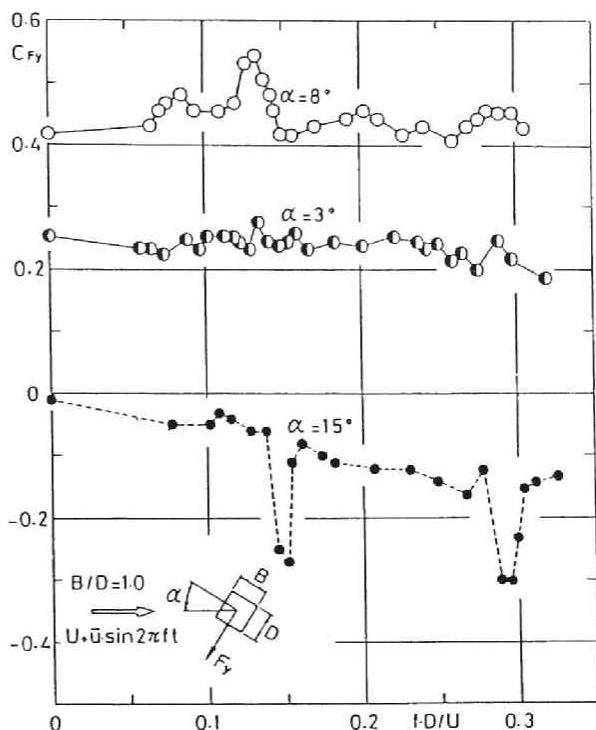


図5. 32 正方形断面の静的空気力係数 C_{Fy} の無次元脈流周波数 $f \cdot D/U$ に関する変化特性 (WT-L)

図5. 32 は、正方形断面の迎角が 3° , 8° , 15° における静的空気力係数 C_{Fy} の無次元脈流周波数 $f \cdot D/U$ に関する変化特性を示したものであり、図5. 33 は変動揚力係数 $C_{Fy rms}$ の $f \cdot D/U$ に関する変化特性を示す。矩形断面の側面と直交する空気力 F_y を

$$F_y = \bar{F}_y + f_y(t) \quad \dots \dots \dots (5.1)$$

のように、時間平均成分 \bar{F}_y と変動成分 $f_y(t)$ で表すとき、 C_{Fy} および $C_{Fy rms}$ は、それぞれ

$$C_{Fy} = \frac{\bar{F}_y}{\frac{1}{2} \rho \cdot U^2 \cdot D \cdot l} \quad \dots \dots \dots (5.2)$$

$$C_{Fy rms} = \frac{f_{y rms}}{\frac{1}{2} \rho \cdot U^2 \cdot D \cdot l} \quad \dots \dots \dots (5.3)$$

ただし、 $f_{y rms}$ は $f_y(t)$ の root mean square の値であり、 ρ は空気密度、 U は平均風速、 D は断面の厚み、 l は模型スパン長である。
のように無次元化した係数である。

前節で示した、一様流中と乱流中の C_{Fy} を比較した図5. 16, 図5. 17より, $\alpha \approx 3^\circ$ 以下で一様流中と乱流中とで大きな差が認められず, 再付着角より小さな $\alpha \approx 8^\circ$ では乱流中で大きく, 再付着角より大きな $\alpha \approx 15^\circ$ で乱流中の C_{Fy} が一様流中の値よりかなり小さくなることが示された. 乱流中の結果より, 接近流の乱れによって剥離せん断層が側面に接近し再付着角が小さくなることが推定された. そこで, 脈動流において $\alpha \approx 3^\circ, 8^\circ, 15^\circ$ の C_{Fy} の無次元脈流周波数に関する変化特性を調べた. その結果を示したものが図5. 32であり, それぞれ乱流中の結果が推測される特性となっているものと考えられる. $\alpha \approx 3^\circ$ の結果は無次元脈流周波数による変化は小さく, 全体的に $f \cdot D/U$ の増

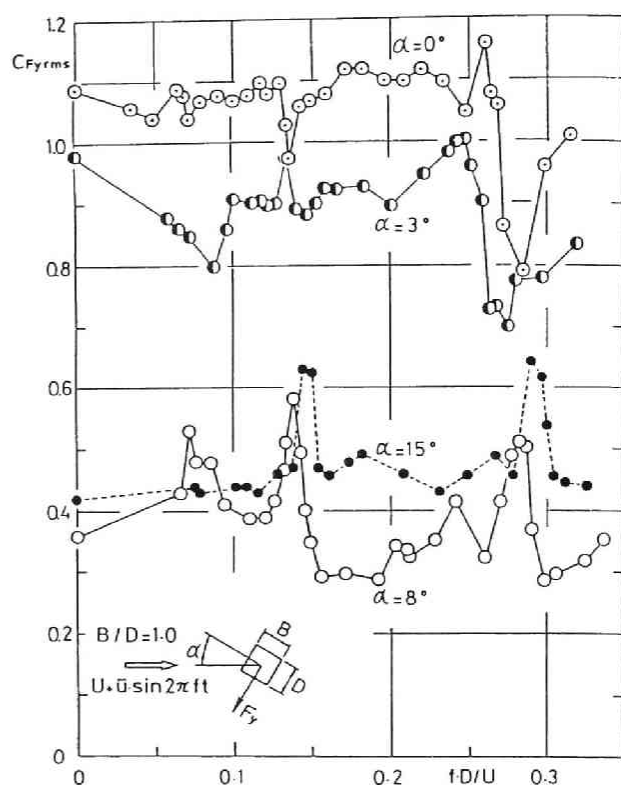


図5. 33 正方形断面の変動揚力係数の無次元周波数に関する変化特性 (WT-L)

大に伴って若干小さくなることが示され, 格子乱流中の結果が推定される. $\alpha \approx 8^\circ$ における結果は, Karman 渦発生周波数とその $1/2$, および 2倍付近の脈流周波数でピークが示され, 特に Karman 渦発生周波数成分におけるピークが大きい. この迎角では, 格子乱流中における C_{Fy} の値が一様流中より大きくなっており, 脈動流中においても気流変動に伴う C_{Fy} の増幅効果が現れる. 一方, 再付着角より大きな $\alpha \approx 15^\circ$ においては, 乱れによって付着が促進される結果として, C_{Fy} の値が乱流中で小さくなるが, このような傾向が脈動流中の結果によって推定される. 特に, $\alpha \approx 15^\circ$ では, 脈流周波数が高くなるに従って, 変動気流による連行効果の大きくなることが推測され, また, Karman 渦発生周波数とその 2 倍の周波数付近で $C_{Fy} - f \cdot D/U$ の特性に顕著なトラフが現れる. このことは, 脈流周波数に同期した後流流速変動による連行作用が C_{Fy} を負側に大きくシフトさせる結果となり, 再付着角より小さな迎角における C_{Fy} に及ぼす Karman 渦の効果と逆になることが示される.

迎角が 8° と 15° においては, Karman 渦発生周波数とその 2 倍付近の周波数において同期特性を示すことは, 図5. 25, 図5. 28, 図5. 29より知られ, また, 同期時の Karman 渦の強さの増幅効果に起因した変動揚力係数の顕著なピークが図5. 33に認められる. このような再付着角付近の迎角では全体的な変動揚力係数のレベルは, アフターボディの影響を受けて

小さくなるが、同期特性は顕著となる。8°における同期時の C_{Fy} のピークは、下側剥離せん断層の極率半径が小さくなることによって断面下面の負圧が増大することに起因し、15°においては、下側剥離せん断層が後縁端から剥離しているため、同期時のKarman渦の増幅効果に起因する負圧の増大が背面と上面とで同程度となり、したがって同期時のトラフは上面の負圧の増大に起因したものと考えられる。一方、アフターボディーの影響の小さい迎角(0°, 3°)では、Karman渦発生周波数と2倍の脈流周波数におけるharmonic lock-inの同期上限付近で $C_{Fy rms}$ が急激に低下

することが図5.33に認められる。このときには、Karman渦の発生が抑制されるか、あるいは脈動流の対称性に起因する対称モードの周期渦の放出に伴って変動揚力係数が小さくなるものと考えられる。

図5.34は、臨界面より小さな辺長比を有する $B/D=0.5$ の矩形断面の変動揚力係数を表し、迎角が0°における無次元脈流周波数に関する変化特性を示す。この図より、アフターボディーの小さい断面では、 $C_{Fy rms}$ の平均的な値が、脈流周波数の増大に伴って大きくなることが知られる。正方形断面においても再付着角より大きな迎角 $\alpha=15^\circ$ となってアフターボディーの影響が小さくなれば、全体的な傾向として、脈流周波数の増大に伴って $C_{Fy rms}$ が大きくなる。Vickery⁶¹⁾は、正方形断面の変動揚力係数の迎角に関する変化特性について、一様流中と乱流中とで比較した。その結果によれば、再付着角より大きな迎角になれば、変動揚力係数は、一様流中より乱流中における値が大きくなることが知られ、先の脈動流中の脈流周波数特性からこのような乱流中の結果が推定される。

図5.35は、正方形断面より再付着角の大きな辺長比 $B/D=0.5$ の矩形断面の結果

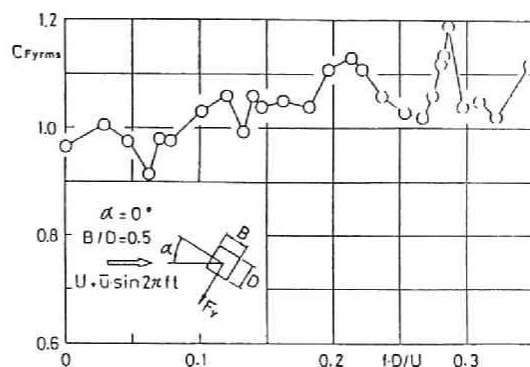


図5.34 $B/D=0.5$ の矩形断面の $\alpha=0^\circ$ における変動揚力係数の無次元脈流周波数に関する変化特性 (WT-L)

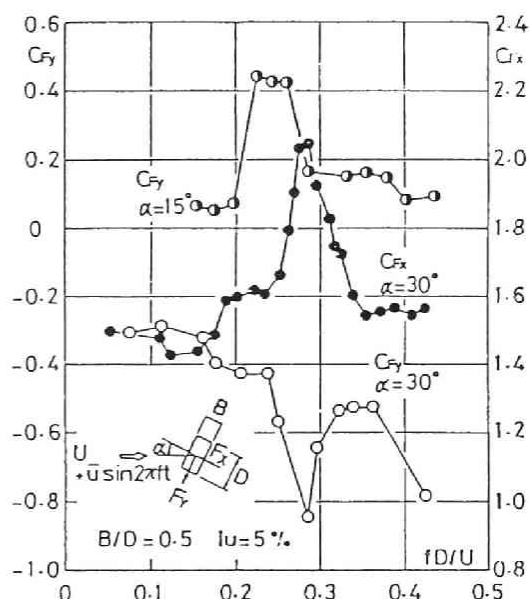


図5.35 静的空気力係数の無次元脈流周波数に関する変化特性 ($B/D=0.5, \alpha=0^\circ$) (WT-S)

であり、静的空気力係数の無次元脈流周波数に関する変化特性を示す。再付着角より小さな迎角 $\alpha = 15^\circ$ では、Karman 渦発生周波数と 2 倍の脈流周波数付近において C_{Fy} がピークを示し、また、平均的レベルが無次元脈流周波数の増大に伴って高くなる。一方、再付着角より大きな迎角 $\alpha = 30^\circ$ では、Karman 渦発生周波数の 2 倍付近の脈流周波数に対して C_{Fy} はトラフが認められ、脈流周波数の増大に伴って平均的レベルは低下していく。このような周期的な気流変動の特性から図 5. 19 に示した静的空気力係数に及ぼす乱流効果を推定することができる。気流の乱れによる効果として、第 3 章で述べた空気力係数の迎角に関する非線形性に起因する鉛直方向変動成分の準定常的な効果と共に Karman 渦との共鳴的な面、および高周波数成分の変動による流体連行効果の一面を有することが知られる。さらに、本研究では検討していないが、乱れによるスパン方向の変動空気力の相関性の低下等が考えられ、これらについては、今後の課題であろう。

図 5. 36、図 5. 37 は、Karman 渦との共鳴的な一面を取り除いて空気力に及ぼす気流変動の効果を調べることを目的として実施した結果であり、それぞれ正方形断面の変動揚力係数と静的空気力係数である。ここでも、迎角は再付着角より小さい $\alpha = 8^\circ$ と再付着角より大きい $\alpha = 20^\circ$ において脈流周波数に関する変化特性を調べた。

$\alpha = 8^\circ$ の変動揚力係数は、無次元脈

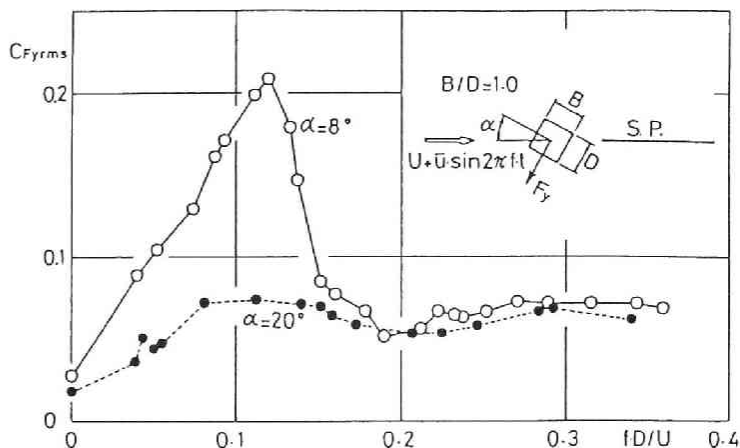


図 5. 36 スプリッター板を設置した状態における変動揚力係数の無次元脈流周波数変化特性 (正方形断面) (WT-L)

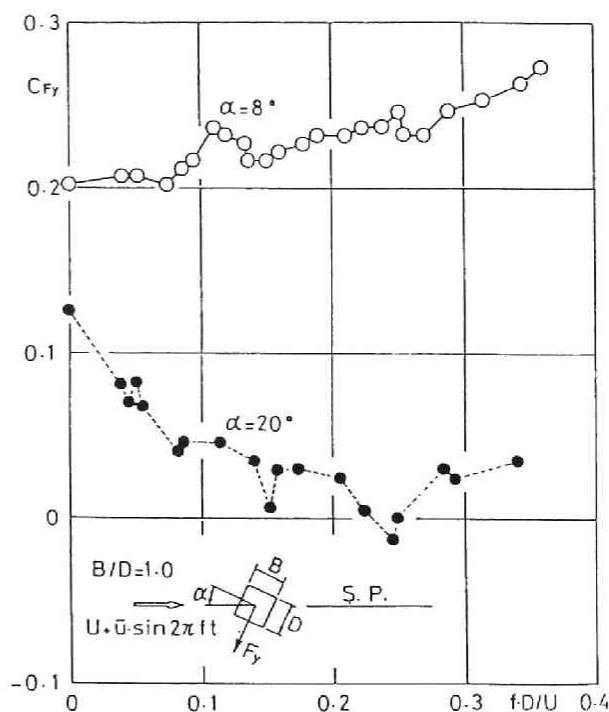


図 5. 37 スプリッター板を設置した状態における静的空気力係数の無次元脈流周波数変化特性係数 (WT-L)

流周波数が 0.12 付近においてピークが認められるが、このピークは、偏平充腹断面の前縁剥離渦に起因する渦励振に関連したものと思われる。また、これは、Karman渦とは別の乱流の共鳴現象の発生する可能性を示すものと言えよう。中村ら²⁴⁾による厚板前面に設置した振動スポイラーの加振時における速度変動成分の測定結果にも同様の結果が認められる。静的空気力係数の結果においても無次元脈流周波数が 0.12 付近でピークが認められるが、変動揚力係数で認められるピークよりかなり小さい。このことは、中村ら²⁴⁾によっても指摘されているように、このような共鳴現象は、平均空気力に対しては小さいことを示すものと言えよう。なお、静的空気力係数の無次元脈流周波数に関する変化特性から、平均的な傾向として、再付着角より小さな迎角 $\alpha = 8^\circ$ では脈流周波数の増大に伴って静的空気力係数は増大し、再付着角より大きな迎角 $\alpha = 20^\circ$ では脈流周波数の増大に伴って低下することが知られる。これは、主流変動に起因して発生すると考えられる剥離渦による死水域の流体連行作用と考えられる。このような流体連行作用は脈流周波数が高くなるに従って、その効果が大きい。再付着角より小さい迎角では、気流変動に伴って流体連行が促進され、前面縁端で剥離した下側剥離せん断層が下面の干渉を受け極率半径が小さくなり下面の圧力が低下し、したがって C_{Fy} が増大する。一方、再付着角より大きな迎角では、下側剥離せん断層は側面後縁より剥離し、したがって上面と背面の圧力は同程度となり、気流変動に伴う流体連行の促進によって上面の圧力低下に起因して C_{Fy} は減少するものと考えられる。また、このような脈流周波数特性により、図 5. 16、図 5. 17 に示した静的空気力係数の乱流効果のメカニズムが推定される。さらに、後節 5. 6 において周辺流れの様子から考察を行う。

5. 4. 5 脈流流速振幅効果

空力特性に及ぼす流速効果を評価する統計的パラメータとして、乱れの強さおよび乱れのスケールが採用されていることを 5. 3. 1、5. 4. 1 で述べた。本節では脈動流の脈流周波数に関する変化特性より乱流効果を推定することを試みた。乱流を単一周波数を有する変動の合成されたものであるという仮定に基づけば、乱れのスケールが小さい乱流は、定性的に高周波数成分を多く含む気流であり、乱れのスケールが大きい乱流は低周波数成分を多く含む気流であると言えるであろう。本研究で得られた実験結果より、剥離を伴う断面の空気力は脈流周波数効果の存在することが示され、

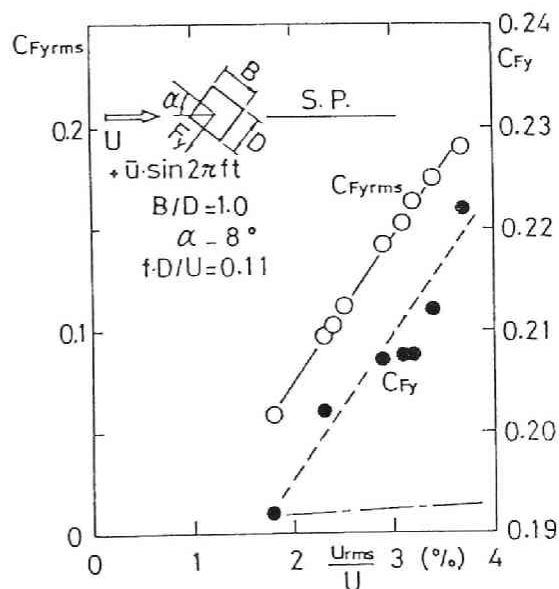


図 5. 38 変動揚力係数および静的空気力係数の脈流流速振幅に関する変化特性、スプリッター板を設置した正方形断面、迎角 8° 、無次元脈流周波数 0.11 (WT-L)

その効果はアフターボディーの影響を大きく受けることが知られた。このことは、乱れのスケール効果の存在することとその効果が断面アフターボディーに影響されることが示されたものと考えられる。

一方、脈流流速振幅の大きさは、乱流の乱れの強さに対応するものと考えられる。これまでは、脈流流速振幅に関しては考慮しておらず、脈流周波数特性に注目した。そこで、ここで脈流流速振幅効果に対する若干の検討を行う。図5.38は、スプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制した正方形断面の結果であり、変動揚力係数 $C_{Fy rms}$ と静的空気力係数 C_{Fy} の脈流流速振幅に関する変化特性を示す。迎角は、再付着角より小さな 8° であり、無次元脈流周波数は、図5.36、図5.37より、共鳴干渉が発生していると思われる $f \cdot D/U = 0.11$ において脈流流速振幅効果を調べた。

スプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制すれば、変動空気力は、剥離に伴う周期的な成分が極めて小さくなり、したがって、脈動流中における時間的に変化する空気力は主流方向の周期的な変動風速成分 $u(t)$ に起因する成分が支配的になると考えられ、

$$F_y = \frac{\rho \cdot \{U + u(t)\}^2 \cdot D \cdot 1}{2} \cdot C_{Fy} \quad \dots \dots \dots (5.4)$$

のように表される。式(5.4)における C_{Fy} は、断面形状、迎角、脈流周波数および脈流流速振幅等の関数となる。したがって、変動風速成分 $u(t)$ に起因する変動空気力成分の rms 値より、式(5.3)に対応する変動揚力係数が次のように近似的に表される。

$$C_{Fy rms} \doteq 2 \cdot \frac{u_{rms}}{U} \cdot C_{Fy} \quad \dots \dots \dots (5.5)$$

ただし、 u_{rms} は、主流方向周期的変動風速成分の rms 値

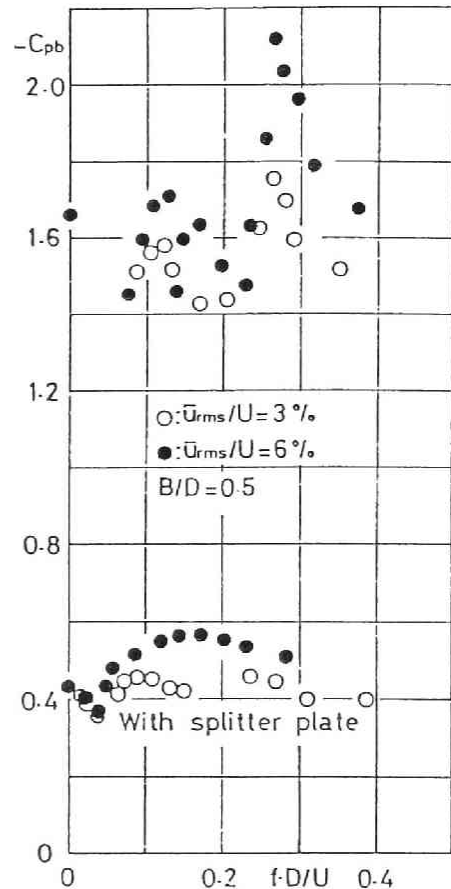


図5.39 背圧係数の脈流周波数変化特性におよぼす脈流流速振幅の効果、辺長比 0.5 の矩形断面 (WT-M)

図5.38の一点鎖線は、破線で示した C_{Fy} の実験結果を用いて求めた式(5.5)である。白

丸印でプロットした実験結果は、一点鎖線で表した式(5.5)の値より極めて大きい。このことは、Karman 渦とは別の共鳴干渉現象によって変動揚力が増幅されているものと考えられ、この増幅効果は脈流流速振幅の増大に伴って大きくなる。一方、静的空気力係数も脈流流速振幅効果が認められ u_{rms}/U の増大に伴って大きくなる。ただし、変動揚力係数より増大傾向はかなり小さい。図5.39に示した結果は、辺長比 0.5の矩形断面の背圧係数の結果であるが、この結果からも脈流周波数変化特性が脈流流速振幅に影響されることが知られ、今後さらに脈流流速振幅に関して実験的な検討を行うことが必要であろう。

なお、Karman渦の効果を抑制した状態に対しても剥離を伴う断面では、このような脈流周波数領域においては、式(5.4)、式(5.5)のように単純な準定常的な評価を行うことができないことが、図5.38より知られた。準定常的な問題に関しては次項で若干の評価を行う。

5.4.6 準定常効果

断面のギャロッピングを準定常空気理論に従って解析するとき、流れの中で断面がゆっくり振動することが仮定され、実験的には非線形準定常空気理論で無次元風速が 60 以上、また線形準定常空気理論で 20~30 以上において理論値と実験値とがよく合うと言われている^{8,2)}。準定常理論では、断面の振動に起因した剥離せん断層への刺激によって、後流に発生する Karman 渦が共鳴干渉したり、死水域の流体連行効果が促進されることがないということを仮定するものと考えられる。したがって、相対的に静止断面に変動気流が作用するときにおいても同様に、

気流変動の準定常効果の適用される範囲として、Karman渦あるいは気流変動に起因して断面隅角部より発生する渦との共鳴干渉効果、および死水域の流体連行効果が大きくはならない低周波数領域が考えられるであろう。Karman渦との同期領域に関しては先に述べた。したがって、ここでは、さらに低無次元周波数領域の気流変動に関する準定常効果を考える。

スプリッター板を設置した正方形断面の側面差圧変動を無次元脈流周波数に関する変化特性として示したのが図5.40である。同図の縦軸は、側面中央点の圧力と主流方向同位置におけるポテンシャル流中の静圧との差圧変動の rms 値であり、一様流中の値で無次元化した。この結

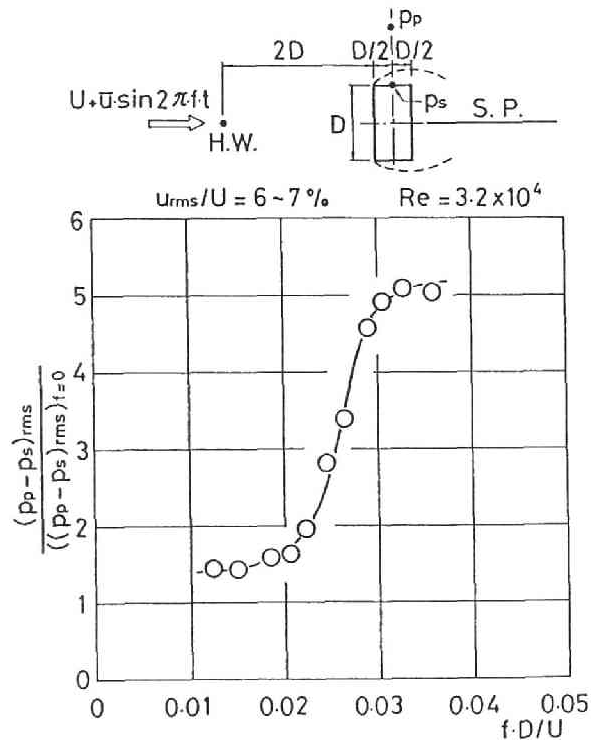


図5.40 側面圧力変動の無次元脈流周波数変化特性スプリッター板を設置した正方形断面 (WT-M)

果より、無次元脈流周波数が 0.02 を越える付近より側面差圧変動が急変して大きくなることが示される。これは、この無次元周波数付近より気流変動に起因する流体連行が開始し、これより低い領域では気流変動成分は流体連行効果に関与しないことを示しているものと考えられる。無次元風速で表せば、約 50 となり、この付近より高い無次元風速領域で気流変動成分に起因する流体連行効果がなくなり準定常効果を評価することが可能となるであろう。先の断面振動に対する準定常効果の適用限界と同程度となることが推定される。また、桂⁶³⁾によって辺長比 7.5 のかなり偏平な矩形断面の格子乱流中における側面圧の特性が研究され、その中で接近流の風速変動と前縁付近の側面における圧力変動との位相スペクトルが求められた。その結果より、乱れの場合が平均流に乗って移動するいわゆる凍結パターンが、位相スペクトルの周波数の低い領域と高い領域とで異なった特性となり、高い周波数領域の変動成分が連行作用に関与し、低い周波数領域の変動成分は連行作用に関与しないと考えた。その限界の無次元周波数が位相スペクトルより求められ、その値は約 0.025 程度となることが述べられている。図 5.40 に示した脈動流中における側面圧力変動の実験結果において、無次元脈流周波数が 0.02 ~ 0.03 で側面圧力変動が急変して大きくなり、0.025 付近が変曲点となっている。このような限界点が脈動流中と格子乱流中とで同程度の値となることが示された点は興味深い。

図 5.41 は主流と直交する鉛直方向の周期的変動成分が支配的な変動気流中における静的空気力係数の換算振動数に関する変化特性を示す。迎角が 12° の正方形断面の結果であり、プロットした白丸と黒丸印の点は長尾⁶⁴⁾による実験結果であり、破線と実線は第 3 章で述べた方法に従って一様流中における迎角に関する変化特性を利用して準定常の仮定に基づいて求めた結果である。このときの Karman 渦発生周波数に対応する換算振動数は約 0.42 である点から判断して、Karman 渦発生周波数の $1/2$ 程度より低い周波数領域では、準定常的な評価を行うことができるように思われる。主流方向の周期的変動流中では、Karman 渦発生周波数とその倍数での harmonic lock-in による共鳴干渉と共に、sub-harmonic lock-in の発生することも認められた。したがって、気流変動の準定

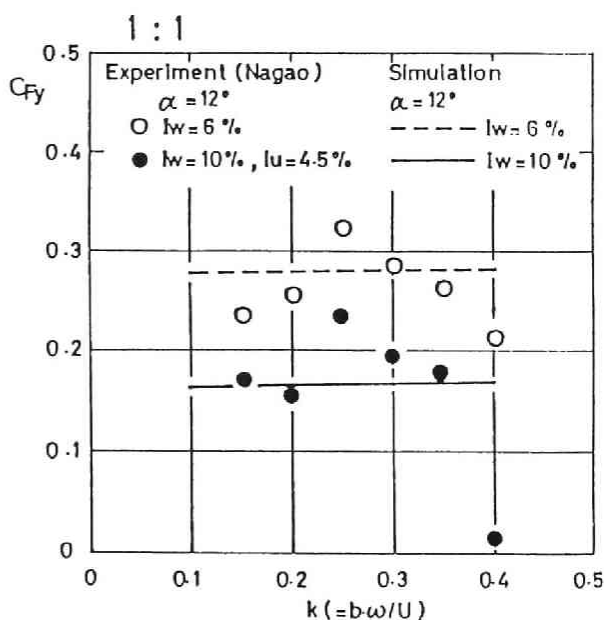
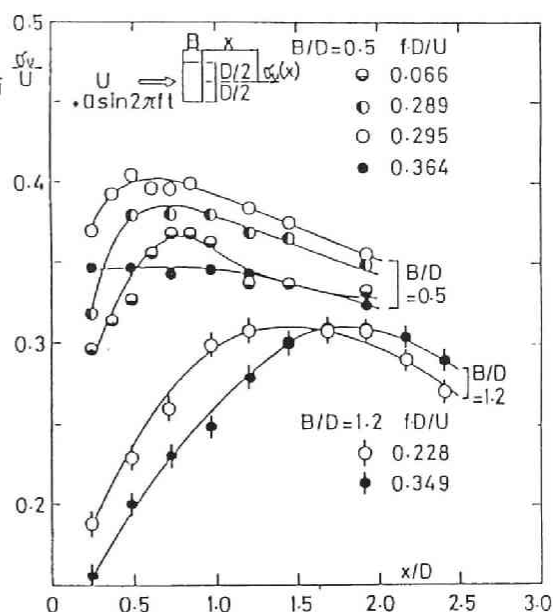


図 5.41 周期的鉛直変動風中における正方形断面（迎角 12° ）の静的空気力係数

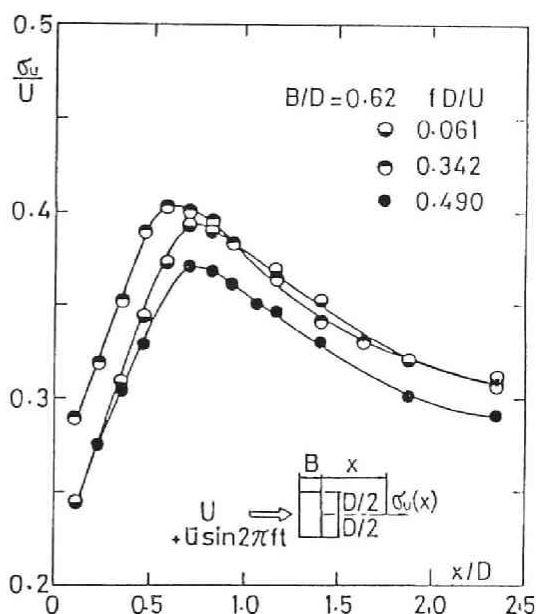
常的評価は、Karman 渦発生周波数の $1/3 \sim 1/5$ 倍程度以下の周波数領域がその適用範囲のように思われる。位相特性も含めた断面振動に対する準定常効果の適用限界と同程度となることが推測された。

5. 4. 7 よどみ点を通る流線上の流速分布

本節では、気流変動に伴う Karman 渦の同期特性と空気力の増幅効果等について述べてきたが、ここでは脈動流中における流速分布特性について述べる。まず、図5. 4 2 は、矩形断面の後流側よどみ点を通る流線に沿った流速変動の強さの分布であり、上の図は辺長比が 0.5 と 1.2 の断面の結果で、下の図は辺長比 0.62 の臨界断面の結果を示した。この流速変動は I 形熱線プローブによって測定されたものであり、このような変動の大きい領域では、単一変動成分の結果を示すものではない。図5. 4 2 は、それぞれ無次元脈流周波数による比較が行われるが、この結果より、脈流周波数が Karman 渦発生周波数の 2 倍付近において、変動の強さが大きくなり、また、ピークを示す位置が模型背面に接近することが認められる。このピークを示す位置から模型背面までの領域は、Bloor・Gerrad⁶⁵⁾によって定義された剥離渦形成領域と対応するものであり、したがって、剥離渦の周波数と脈流周波数とが同期する付近で剥離渦形成領域は狭くなり剥離渦の強さが大きくなると考えられる。また、前節で示した図5. 1 2 ～図5. 1 4 より剥離渦形成領域と背圧係数、および断面辺長比との関係が知られるが、これらの結果より、同期時に剥離渦形成領域が狭くなりそれに従って $-C_{PB}$ が大きくなることが推測され、さらに図5. 2 2 に示した脈流周波数変化特性と剥離渦形成領域との対応関係の存在することが知られた。なお、脈流周波数と後流特性との関係については、5. 6 において流れ



(a)

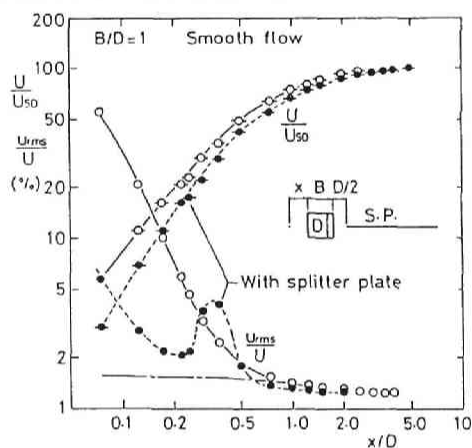


(b)

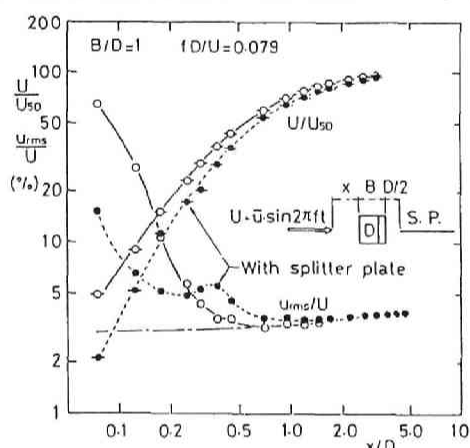
図5. 4 2 後流側よどみ点を通る流線上の流速変動の強さ (WT-S)

の様子を可視化することによって考察を行う。

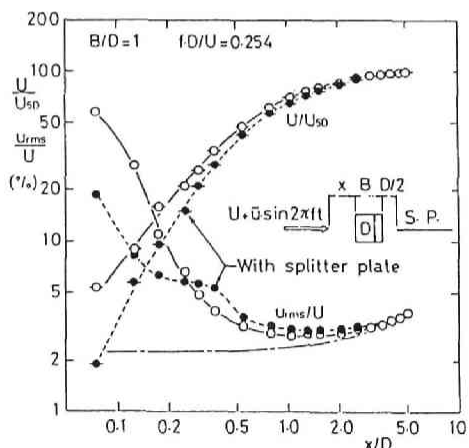
次に、上流側よどみ点を通る上流側流線上の流速分布を図5.43に示す。断面は正方形断面であり、平均風速の分布は、模型前面より5Dの位置における平均風速で無次元化して示した。黒く塗り潰したプロット点は、後流軸に沿ってスプリッター板を設置し、Karman渦の発生を抑制した状態の結果である。平均風速の分布より、Karman渦の発生を抑制すれば、上流側からよどみ点に向かう平均風速の逓減が大きいことが知られる。これは、スプリッター板を設置するとき、 $-C_{pb}$ あるいは抗力係数が小さくなることに対応する。ただし、ここでの平均風速は、I形熱線プローブによって計測したものであり、よどみ点付近では変動の強さと共に風向も時間的に大きく変化することから、主流方向の平均風速の値を精度良く示すものではない。したがって、平均風速に関して脈流周波数に関するもう少し詳細な評価を行うためには、さらに測定方法そのものを改良することが必要であろう。一方、黒丸印で示した変動の強さに関しては、前述のとおり単



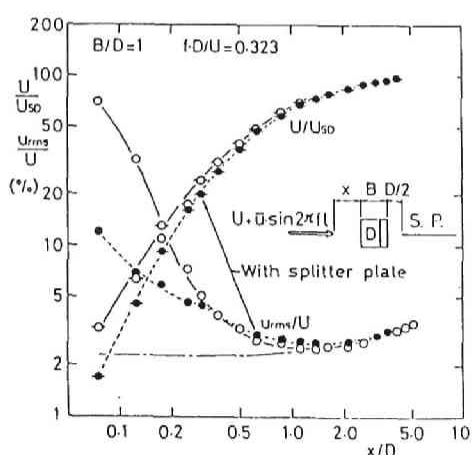
(a) $f \cdot d/U=0$



(b) $f \cdot d/U=0.079$



(c) $f \cdot d/U=0.254$



(d) $f \cdot d/U=0.323$

図5.43 上流側よどみ点を通る流線上の流速変動の強さ、および無次元平均風速の分布（黒く塗った点は後流軸にスプリッター板を設置した状態の結果）（WT-M）

一変動成分を意味するものではないが、脈流周波数に関する顕著な変化が認められる。なお、図 5.43 の一点鎖線は模型を取り除いた状態での変動の強さであり、シャッターの回転数がゼロの一樣流中（a）においても、この WT-M の風洞では 1.5 % 程度の乱れの強さとなっている。図 5.43（a）より、脈流周波数がゼロの一樣流中において、スプリッター板を設置し剥離せん断層を安定した状態にすれば、模型前面より $X/D = 0.3 \sim 0.4$ の位置にピークが認められる。この変動の強さのピークは、stagnant vortex の発生に起因するものと思われる。このピークは、脈流周波数が高くなるに従って不鮮明となり、（d）に示した無次元脈流周波数が 0.323 では認められない。上流側よどみ点付近の stagnant vortex の発生は、断面前面隅角部における剥離せん断層の剥離角に影響を与えるものと考えられ、したがって、変動の強さのピークが気流変動によって変化することは、断面の背圧係数および坑力係数が気流変動に伴って影響を受けることを示しているものと考えられる。図 5.12、図 5.13 に示した $-C_{pb}$ が、完全剥離型の矩形断面にスプリッター板を設置した状態では、一樣流中より格子乱流中の値が大きい。このような乱流効果に対して、上流側よどみ点付近の流速変動特性に及ぼす接近流の対応することが知られた。また、周波数の高い成分の効果が大きいことが示された。

なお、一般に stagnant vortex の発生は、安定した成層流中の平面上に設置された物体上流側に見られるが、本研究のような状態において、その発生の可能性が示された点は興味深い。このような上流側よどみ点付近の流速分布特性は、断面の空気力特性に及ぼす気流変動の効果に寄与すると共に、偏平充腹断面の前縁剥離に起因する渦励振にも影響を与えるものと思われ、その防振対策を考える上で上流側よどみ点付近の流体の挙動を対象とした今後の研究に待つところは大きいであろう。

5.5 上流側物体の wake の作用を受ける断面の実験

5.5.1 概説

気流変動に起因して側面上流側隅角部付近に渦が発生し、その渦は接近流の脈流周波数およびアフターボディーの影響を受けながら側面に沿って流下し空気力に変化を与えることを前節で述べた。本節では、前節で述べたような周期的変動気流の実例的な例として上流側物体の wake を考え、下流側メイン断面の空力特性に及ぼす気流変動効果として、スパン方向に相関の大きい卓越周波数成分を有する気流変動効果を調べる。これは、構造物の空力防振装置を考える際の 1 つのデータを得ることを目的としたものであり、また、前節で明らかとなった空力特性に及ぼす乱流の安定化効果を積極的に利用しようとするものである。前節において、気流変動の周波数が高くなるに従って剥離せん断層が模型側面に接近し、アフターボディーの干渉を受けやすくなり空力性能が良くなる場合の存在することが知られた。したがって、メイン断面に作用する気流変動を与える上流側付加物は、メイン断面より十分小さくすればその効果が大きいと思われる。ただし、断面が小さくなるに従って、気流変動の規模は小さくなるため、極端に断面の小さい場合にはその効果が低下することは言うまでもない。上流側付加物は、前節の結果から判断して、周波

数の高い卓越周波数成分を有し、変動の大きい wake を発生する断面が好ましい。ここでは、臨界断面付近の辺長比を有する矩形断面を上流側付加物として採用し、空力特性に及ぼすその設置位置の効果、形状効果等を風洞実験的に調べた。WT-Mの風洞を使用した風洞実験状態を写真5.7に示した。

従来、並列された2つの物体の空力干渉の問題が広く研究されているが、一般に2つの物体の大きさが同程度のものが多い。このことは、研究対象が超高層ビル、煙突、長大橋梁のような並列構造物、また、斜張橋の並列ケーブル、高圧送電用ケーブル群、熱交換器のパイプ群を対象とした工学的研究課題^{66)~74)}が多いことに起因するものと考えられる。また、上流側物体からの剥離流を積極的に利用す

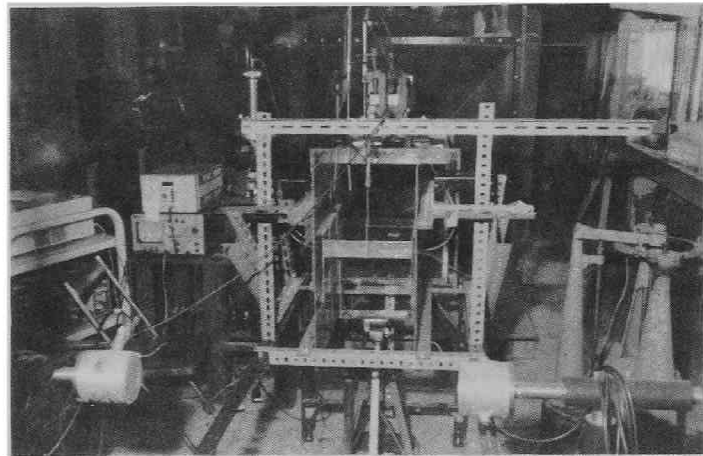


写真5.7 実験状態(WT-M)

ることによって物体の空力性能を向上させることを目的とした本研究と関連した研究も認められる。例えば、トレーラーの坑力低減問題を対象とした研究⁷⁵⁾、吊橋・斜張橋の主塔、あるいは桁として採用される流体力学的に鈍い断面の空力振動制振対策としてのサイドプレート設置効果を調べた研究^{76)~80)}、および斜張橋のケーブル、吊橋補剛トラスの上弦材のような上流側部材によって下流側にある主塔、床版等の空力振動が安定化する効果を示したことが報告されている^{81)~83)}。さらに、ここで述べる内容と類似した研究が Fesage・Gartshore⁸⁴⁾ によって最近報告された。Fesage・Gartshore の研究は、対象断面として平板、円形断面、および正方形断面の3種類がメイン断面として採用され、上流側付加物は小さな円形断面であり、上流側付加物の位置に関する坑力係数の変化特性が風洞実験的に調べられた。本研究では、さらに上流側付加物の断面形状による変化特性、およびメイン断面のアフターボディーの問題に関して研究し、動的安定性に対する上流側付加物設置効果に関して述べる。

5.5.2 上流側付加物の断面形状

図5.44は、辺長比 $B/D = 0.5$ の矩形断面の背圧係数に関して上流側付加物の断面形状による比較を行った。付加物の位置は、メイン断面前面からメイン断面見付幅 D の3.75倍だけ上流の位置であり、後述するが、この状態では上流側付加物から独自の周期渦の発生があり、下流側の断面に作用する。図は、上流側と下流側断面の見付け幅の比に関する変化特性を示すが、まず、

白丸印で示した円形断面の付加物の結果は、見付け幅の比 $d/D=0.1$ 付近で $-C_{pb}$ がピークを示した後 d/D の増大に伴い減衰する。 $d/D=0.1$ 付近のピークは、この矩形断面の坑力係数が 4% 程度の乱れの強さを有する乱流中で極大値を示すことが Laneville・Gartshore・Parkinson⁴⁵⁾ によって報告されており、このような格子乱流中の結果と同様の傾向が示されたものと思われる。 $d/D=0.1$ 程度の付加物の wake の作用は、乱れの強さが 4% 程度の格子乱流中の効果と同程度に剥離せん断層へ刺激を与え、剥離せん断層に沿った流体連行効果の増大に伴った圧力低下がもたらされる。その結果、せん断層は側面に接近し、側面との干渉が強くなりせん断層の曲率半径は小さくなり、 $-C_{pb}$ が一様流中の値より大きくなる。さらに、 d/D が大きくなるに従って、付加物の wake の変動の強さは大きくなり、この気流変動に起因する断面隅角部から発生する渦によって剥離せん断層の厚さが増大し、側面への付着の程度が増すことによって後流へ放出される周期渦が弱められ、その結果 $-C_{pb}$ は低下するものと思われる。

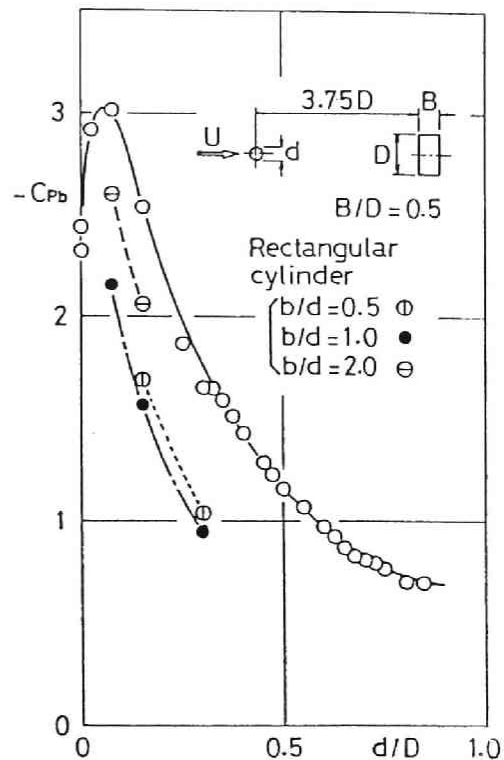


図5.44 上流側付加物の断面形状に関する比較 (WT-M)

図5.44には、同時に矩形断面の付加物に対する結果を示した。矩形断面の辺長比 b/d が 0.5, 1.0, 2.0 の3種類に対して比較したものであり、見付け幅の比が同じ付加物であっても断面形状による相違が顕著に認められる。これは、断面形状によって wake の流速分布が変化することに起因することによるものと考えられる。そこで、付加物として採用した、円形断面、正方形断面、 $d/D=0.5$ の矩形断面の3種類の断面を対象として、後流流速変動の強さ (I 形熱線プローブで測定した変動流速の root mean square 値を平均風速で無次元化した値) を断面中心より $15d$ 下流において、主流と直交する方向に沿って測定した。その結果が図5.45である。この結果より、円形断面、0.5 矩形断面、正方形断面の順番に wake 幅および変動の強さが大きくなることが知られ、図5.44に示した $-C_{pb}$ の断面形状による減衰傾向と対応する。また、Strouhal 数は、円形断面、0.5 矩形断面、正方形断面の順番に小さくなり、したがって、wake の卓越周波数は、同じ平均風速と断面見付け幅に対して、この順番に小さくなる。これらのことから、下流側メイン断面に及ぼす上流側付加物の効果は、付加物の wake の変動の強さ、wake 幅、および卓越周波数特性に寄与することが推定された。

前節において、脈流周波数が Karman 渦発生周波数の 2 倍付近において同期し、 $-C_{pb}$ 、およ

び変動揚力係数がピークを示すことを述べた。したがって、ここで、上流側付加物から放出される周期的渦とメイン断面から放出される渦との同期特性による $-C_{pb}$ の増幅効果を調べるために、円形断面の付加物に対して $d/D = 0.5$ 付近で詳細に調べた。しかしながら、図 5. 44 から知られるように、顕著なピークは認められず平均的な $-C_{pb}$ の特性には同期特性は表れていない。ただし、 $d/D = 0.3$ 付近に若干の変化が認められ、これは、メイン断面と付加物との断面形状の違いによる Strouhal 数の相違によって $d/D = 0.5$ でなく 0.3 付近において同期現象の発生する可能性を示すもの

と考えられた。そこで、このことをもう少し明確にするため上流側付加物と下流側メイン断面共に円形断面として実験した結果が図 5. 46 である。文献 36) の討議の中で Mujumdar・Douglas は、上流側断面が下流側断面の直径の $1/2$ のとき、下流側断面の wake には、上流側断面と下流側断面とのそれぞれ独自の 2 つの卓越周波数成分の存在することを述べている。このことから、 $d/D = 0.5$ 付近において、同期現象による $-C_{pb}$ の増幅効果の表れることを予想したが、図 5. 46 に示すとおり認められなかった。対称モードの脈動流に対して、上流側断面の wake は逆対称モードとなる周期的変動であるため、

Ericsson⁶⁰⁾ が考察したような倍調波の共振が発生しなかったか、あるいは wake であるため卓越成分以外の乱れ成分のパワーが大きく乱流効果が顕著となったか、また、平均成分には同期特性が顕著に表れないといった点が考えられる。このような問題に関しては、今後の課題となるであろう。

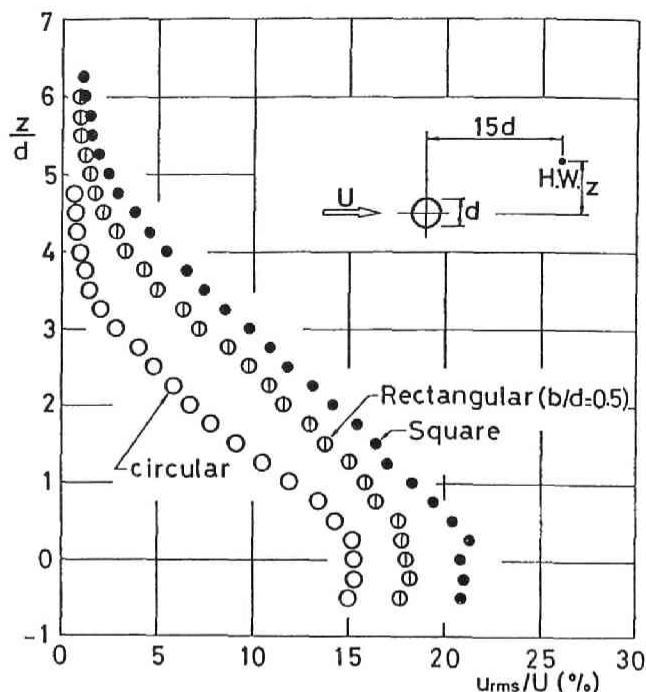


図 5. 45 後流流速変動の断面形状による比較 (WT-M)

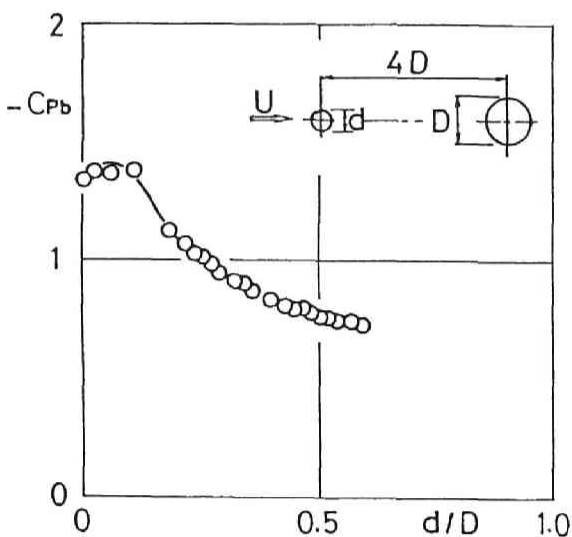


図 5. 46 円形断面の背圧係数 (WT-M)

5. 5. 3 背圧係数および坑力係数

図5. 47は、矩形断面上流側 $D/2$ の位置に辺長比 $d/D = 0.5$ ，見付け幅の比 $d/D = 0.1$ の付加物を固定した場合の坑力係数であり，下流側メイン断面の辺長比 B/D に関する変化特性を示す。この結果より，付加物の存在によって臨界辺長比が小さくなることが示される。従来，乱流中においては，接近流の流れによって剥離せん断層が側面に接近しアフターボディーの影響を受けやすくなり，その結果一樣流中よりも乱流中において臨界辺長比が小さくなるということが知られている。上流側付加物から剥離したスパン方向に相関性の強い変動気流がメイン断面に対し格子乱流と同様の効果を与えているものと考えられる。すなわち，気流変動に起因して剥離せん断層に刺激が与えられせん断層に沿った流体連行が促進され，圧力低下を招き剥離せん断層が側面に接近し，その結果アフターボディーの干渉効果が大きくなる。したがって，臨界辺長比が小さくなる。臨界辺長比より辺長比が大きくなるに従って，せん断層のアフターボディーによる周期渦の強さが弱められ，坑力係数は付加物のない断面より小さくなる。

断面前縁からの剥離に伴って側面近傍は負圧となり，気流変動に起因する流体連行効果によってさらに圧力低下を招く。このような負圧は，後流側から流体を補給しようとする。剥離を伴う断面に働く流体力は，主として，周期渦の放出および剥離せん断層からの流体連行に伴う負圧とそれを補給する後流からの流体補給とのバランスによって決定されることが考えられる。気流変動に伴う流体連行効果に関しては上流側付加物の効果として先に述べた。そこで，次に，後

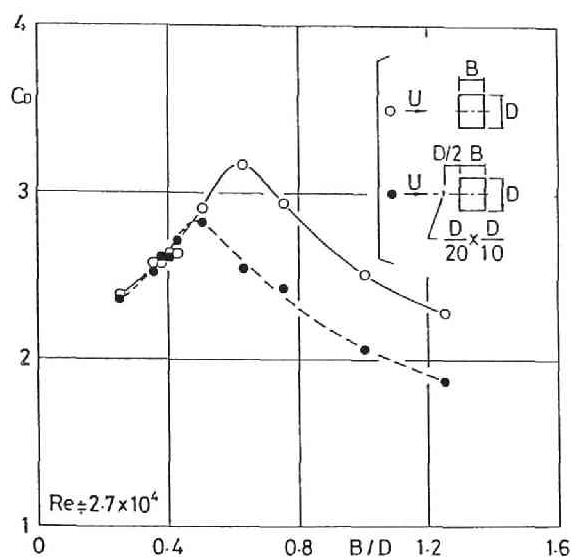


図5. 47 坑力係数に及ぼす付加物設置効果の辺長比に関する変化特性 (WT-M)

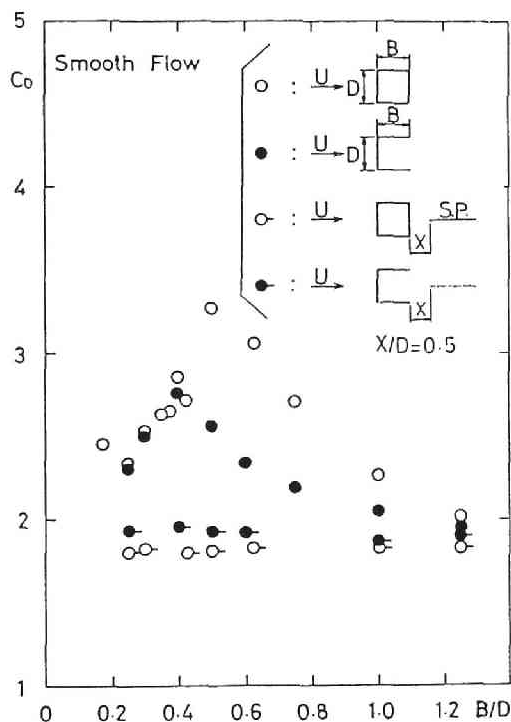


図5. 48 坑力係数に及ぼす断面形状効果の辺長比に関する変化特性 (WT-M)

流側からの流体補給効果を調べるために矩形箱形断面の背面部分の影響を調べた。その結果が図5.48である。白丸印が矩形断面であり、黒丸印が矩形断面の背面を取り除いた逆コの字形断面の結果である。また、白丸、黒丸の右側に線を描いたプロット点は、それぞれ後流軸に沿ってスプリッター板を設置することにより Karman 渦の発生を抑制した状態の結果を示した。矩形断面では、後流側からの流体は断面背面に沿って直角の後縁端部をまわり、剥離せん断層と側面との間に補給される。一方、逆コの字形断面は、後流側からの流体補給が後縁端部を 2π だけ迂回して行われることになり、矩形断面の場合より流体補給量が少なくなる。したがって、側面付近の圧力低下を招き剥離せん断層は側面に接近し、その結果、せん断層はアフターボディーの受け易くなり臨界辺長比が小さくなったものと考えられる。また、これらの結果とスプリッター板によって Karman 渦を抑制した状態の結果と共に考え、臨界辺長比より大きな断面になれば、剥離せん断層とアフターボディーの干渉によって後流に放出される周期渦の効果が減衰されることが知られた。

以上のことから、上流側から気流変動を与え流体連行効果を促進すると共に、後流側からの側面付近への流体補給を少なくし、剥離せん断層を側面に接近させれば、坑力係数を低減し風荷重が小さくなることが知られた。上流側付加物は、メイン断面に作用する変動気流を発生し、坑力係数低減効果を有する。以下において、坑力係数に対応して評価される背圧係数により、上流側

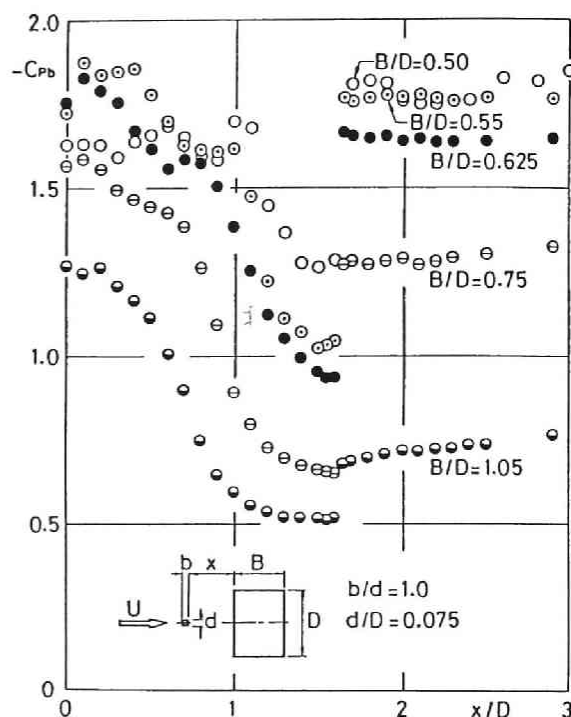


図5.49 背圧係数の上流側付加物位置に関する変化特性、矩形断面辺長比による比較（付加物見附幅の比 0.075）（WT-M）

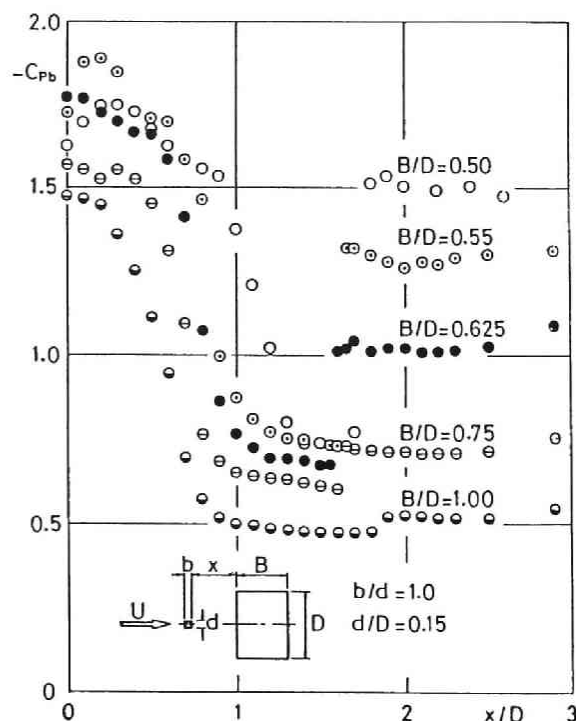


図5.50 背圧係数の上流側付加物位置に関する変化特性、矩形断面辺長比による比較（付加物見附幅の比 0.15）（WT-M）

付加物の設置位置の問題、およびメイン断面アフターボディーの問題に関して検討を行う。

まず、図5.49、図5.50は、断面上下中心線延長上で上流側付加物の位置を変化させたときの $-C_{pb}$ の変化特性を示し、アフターボディーの大きさを表す下流側メイン断面の辺長比 B/D による比較を行った。このときの上流側付加物の断面形状は正方形であり、図5.49は付加物見付け幅の比（平均風速と直交する方向の付加物の辺長 d と下流側メイン断面の辺長 D との比 d/D ）が 0.075、図5.50は 0.15 の結果を示す。これらの図より、全体的な傾向として、付加物がメイン断面より上流側へ離れるに従って $-C_{pb}$ は減衰し、ある位置で極小値を示した後ジャンプする。無次元位置 x/D が実験した範囲内 $x/D < 3$ においては、ジャンプ後はほぼ一定値を示し、極小値および極小値からのジャンプ量が B/D の大きさ（アフターボディーの大きさ）に強く依存することが知られる。また、臨界断面より若干小さな辺長比を有する断面の $-C_{pb}$ のジャンプ量は大きく、一方、臨界断面より辺長比が大きくなるに従ってジャンプ量は急激に小さくなる。臨界断面より辺長比が大きくなりアフターボディーの大きい断面では、変動流の作用を受け剥離せん断層が側面に接近するのに伴って後流に放出される周期渦の強さが小さくなるものと考えられる。このことは、前節で述べた脈動流中における実験から得られた結果と同様の傾向を示しているものと思われる。すなわち、臨界断面より大きな辺長比を有する断面では、主流方向の周期的変動に起因して断面上流側隅角部より発生する渦が側面に沿って流下し、その結果、見かけ上剥離せん断層が側面に接近し、また、その厚さが大きくなり後流に形成される周期渦の発生を抑制する。付加物から発生する変動気流もこれと同様の効果を与えているものと考えられる。

図5.49、図5.50とを比較することによって、付加物の見付け幅の比 d/D が大きい場合が $-C_{pb}$ の低減効果の大きいことが知られる。そこで、ジャンプ量の大きい $B/D = 0.5$ の断面に関して、上流側付加物の大きさを変化させた実験結果を図5.51に示した。先の結果と同様に d/D の大きい付加物が $-C_{pb}$ の極小値を小さくし、低減効果が大きい。しかしながら、ジャンプ後の $-C_{pb}$ の値は、 $d/D = 0.075$ および 0.10 に対しては、付加物の無い場合の値より大きくなっている。このことは、臨界断面より辺長比の若干小さい矩形断面では、格子乱流中の坑力係数値

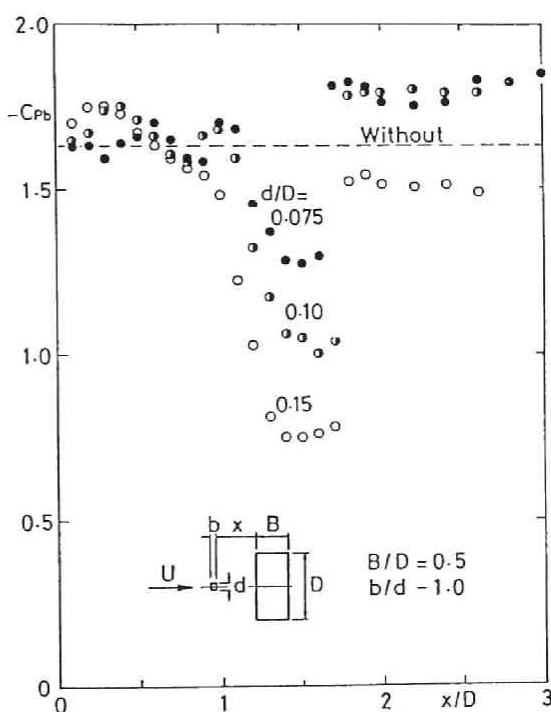


図5.51 背圧係数の上流側付加物位置に関する変化特性付加物見附幅比による比較 (WT-M)

が一様流中の値より大きくなり、臨界辺長比が小さい方へシフトするという従来知られている結果と同様の傾向を示したものと考えられる。また、前節の脈動流中の実験および後節における流れの可視化実験において次のことが知られた。すなわち、臨界辺長比より若干小さな辺長比の断面では、主流方向の周期的変動に起因して断面前縁より発生した渦は、死水域の流体を巻き込みながら大きな周期的後流渦、いわゆる Karman 渦を形成する。そして、実験した範囲内では、変動流の周波数の大きいほどその効果は顕著となる。このような脈動流中で観察された特性が、付加物による変動流の作用を受けるメイン断面に対しても同様の特性として示されたものと思われる。さらに、アフターボディーが小さく、上下縁端部をシャープに成形した平板の結果を図 5.52 に示した。平板の場合には、付加物による $-C_{pb}$ の低減効果は小さいが、なお、その効果の存在が認められる。先に示した、物体後流軸上にスプリッター板を設置して Karman 渦の発生を抑制した場合の $-C_{pb}$ の値は、剥離タイプの矩形断面 $B/D < 2.8$ で $0.4 \sim 0.5$ であった。このことから判断すれば、平板では、 $-C_{pb}$ の極小値を示す状態においても、なお顕著な周期的後流渦を放出しているものと考えられる。また、 $-C_{pb}$ がジャンプした状態においても付加物の無い場合の値に近い値を示し、メイン断面から生ずる剥離せん断層が変動流の影響を受けて変化してもアフターボディーが小さく、その干渉効果が顕著に現れなかったものと考えられる。図 5.53 は、 $B/D = 0.5$ の断面に対して付加

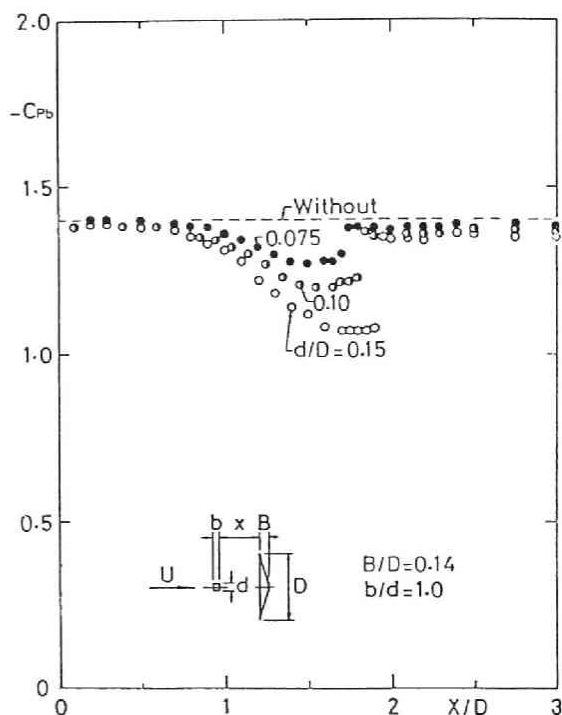


図 5.52 背圧係数の上流側付加物位置に関する変化特性付加物見附幅比による比較 (WT-M)

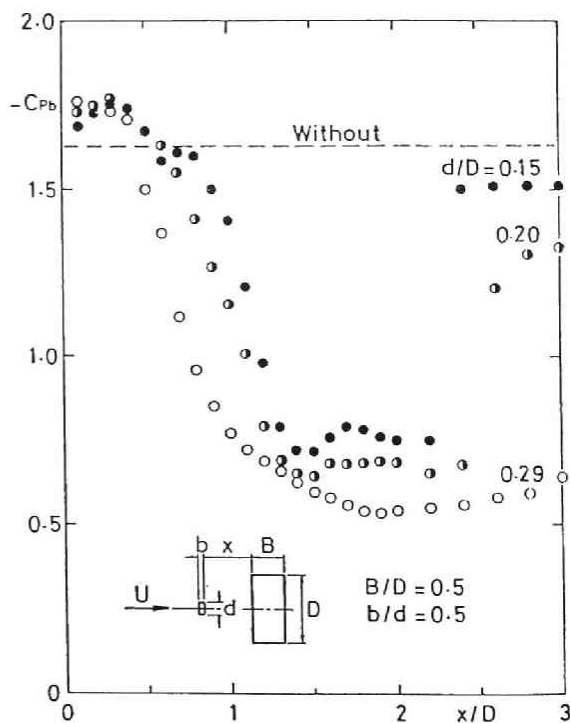


図 5.53 背圧係数の上流側付加物位置に関する変化特性付加物見附幅比による比較 (WT-M)

物の大きさをさらに大きくし、その形状を $b/d=0.5$ とした結果である。この結果より、付加物の大きい場合が $-C_{pb}$ の低減効果は大きい。これは、先に5.5.2で述べた点に関するものと考えられる。また、図5.51と図5.53における $d/D=0.15$ の結果を比較すれば、付加物の形状は正方形断面より $b/d=0.5$ の長方形断面が $-C_{pb}$ を低減する領域が広く、付加物の形状効果が認められる。

図5.54と図5.55は、付加物の位置を平均風速と直交する方向にも変化させた実験結果を示す。メイン断面から十分離れた位置においては、断面上下中心線延長上に付加物を設置するとき $-C_{pb}$ の低減効果が大きい。メイン断面に接近した位置では、上下中心線上よりも平均風速と直交する方向に若干シフトさせた位置において $-C_{pb}$ の低減効果が大きい。これは、付加物の前面両縁端から剥離したせん断層付近において変動の強さが強く付加物背面に近い領域では、平均風速と直交する方向に沿って変動の強さが極大値を示す点が2点存在し、また、下流側に離れるに従って、極大値を示す2点は後流軸に接近し、十分下流では変動の強さは後流軸上で極大値を示すようになることに起因すると考えられる。このことから、メイン断面の上流側よどみ点を通る流線上に大きな気流変動を与えるとき $-C_{pb}$ の低減効果が大きいことが推定される。そこで、このことをさらに明確にするため、メイン断面の形状を上下非対称にした実験を行った。その

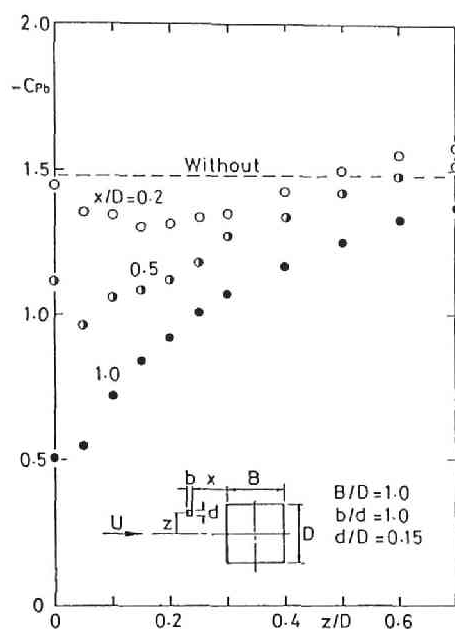


図5.54 背圧係数の平均風速と直交する方向に沿った付加物位置に関する変化特性 (WT-M)

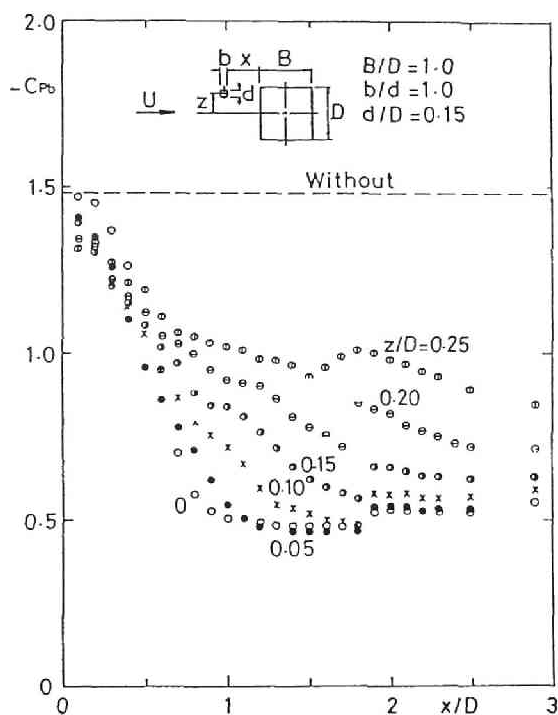


図5.55 背圧係数の上流側付加物位置に関する変化特性 (WT-M)

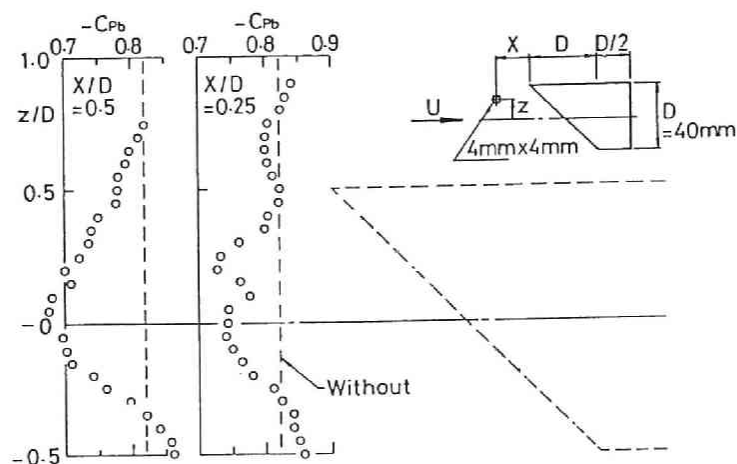


図5. 56 上下非対称断面の背圧係数、付加物設置位置による変化特性 (WT-M)

結果が図5. 56であり、上下中心線より上側に付加物を設置したとき $-C_{pb}$ の低減効果が大きい。図5. 57は、上流側よどみ点を通る流線の位置を調べたものであり、平均風速と直交する方向に沿って測定した平均風速の分布を示す。この平均風速の分布特性の極小値を示す点が上流側よどみ点を通る流線に対応する位置と考えられる。したがって、図5. 56と図5. 57より、前述のとおり、メイン断面の上流側よどみ点を通る流線上に気流変動を与えるととき $-C_{pb}$ の低減効果の大きいことが知られる。

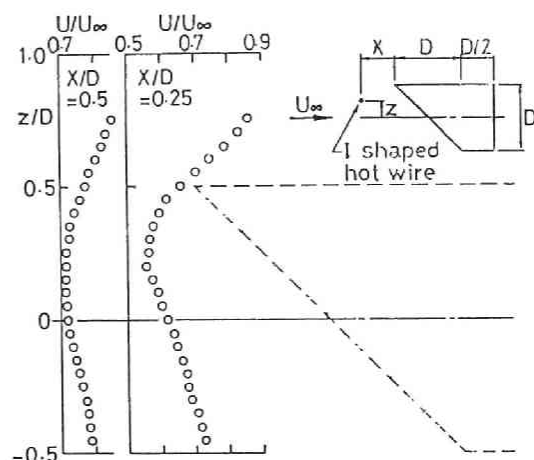


図5. 57 上下非対称断面の上流側平均風速の分布特性 (WT-M)

5. 5. 4 側面差圧変動

図5. 58は正方形断面の上下側面中央位置における圧力差を差圧計によって測定した結果であり、差圧変動の root mean square 値を動圧で無次元化して示した。これは、図5. 55に示した背圧係数を測定したときと同じ状態で実験しており、上流側付加物は正方形でその見付け幅の比は 0.15 である。図5. 55と図5. 58とから背圧係数と比較して差圧変動はより強調した形で付加物設置効果が見られているが、両者の付加物位置に関する変化特性はよく対応しており、平均的な背圧が後流に放出される周期渦に支配されていることが窺われる。

図5. 59と図5. 60は、 $B/D = 0.5$ 矩形断面の上下側面中央点間の差圧変動の rms 値であり、断面上下中心線上に沿って付加物を移動させたときの変化特性を示す。図5. 59は上流側付加物の断面形状が正方形で、図5. 60は辺長比が 0.5の矩形断面の結果である。これら

の差圧変動の測定結果も、それぞれ先に示した図5.51と図5.53の背圧係数を測定したときと同じ状態で測定した結果である。この場合も、平均背圧係数の変化特性とよく対応しているが、より強調した変化特性を示す。特に、臨界辺長比より小さな $B/D = 0.5$ の断面では、ジャンプ後の差圧変動が一樣流中における結果より大きな値を示すが、メイン断面に作用する気流変動によって剥離せん断層が側面に接近し後流へ放出される周期渦による側面への影響が強く表れたものと思われる。これらに関しては後節における流れの可視化実験によって示される。

図5.61と図5.62はそれぞれ先に示した正方形断面と $B/D =$

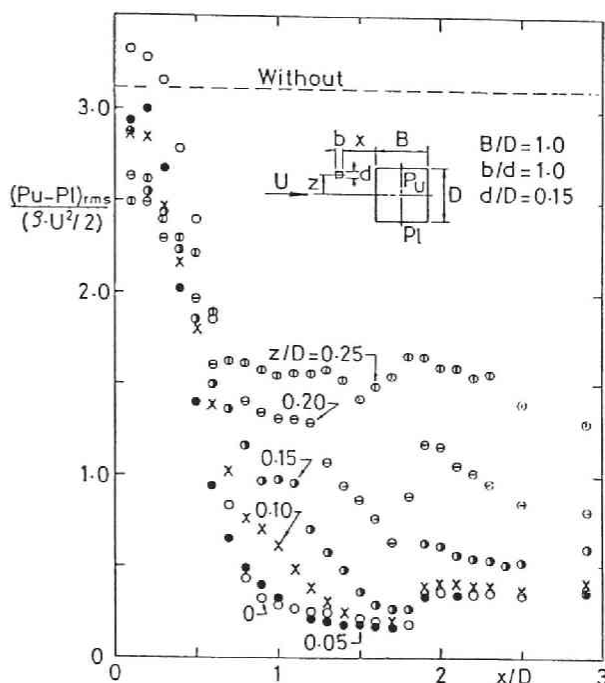


図5.58 正方形断面の両側面中央点間の差圧変動の rms 値、付加物位置による比較 ($b/d=1.0, d/D=0.15$) (WT-M)

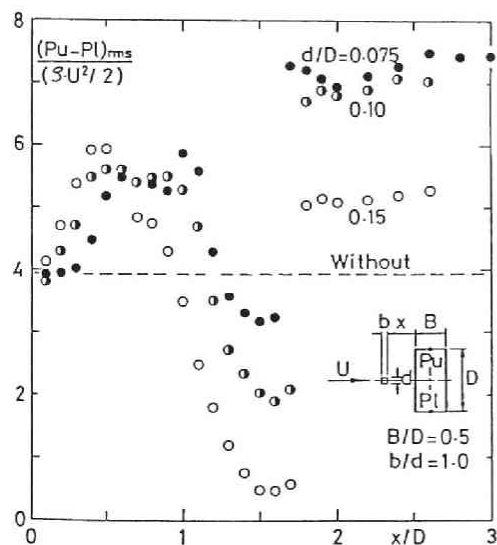


図5.59

$B/D=0.5$ 矩形断面の側面差圧変動の rms 値、付加物の位置による変化特性、($b/d=1.0$) (WT-M)

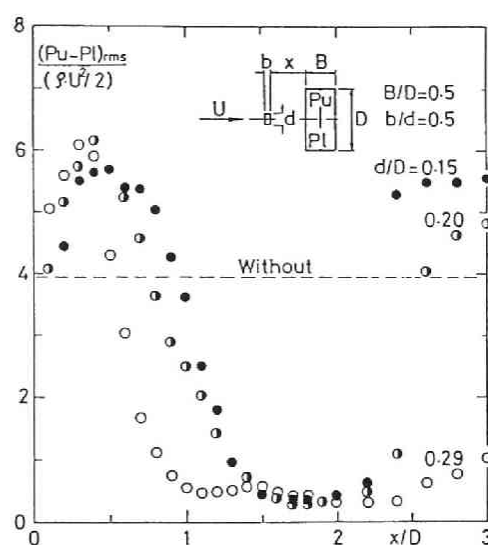
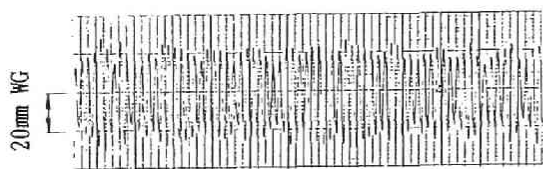


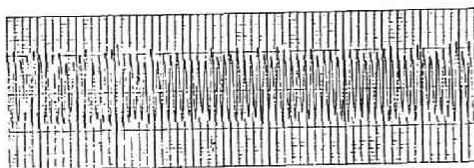
図5.60

$B/D=0.5$ 矩形断面の側面差圧変動の rms 値、付加物の位置による変化特性、($b/d=0.5$) (WT-M)

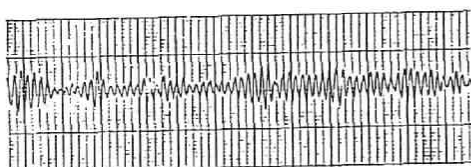
0.5 矩形断面の差圧変動のトレースであり、上流側付加物の位置による比較を行った。これらの記録波形より、付加物無しの断面では、Karman渦の発生に伴って側面差圧変動が周期的であることが示されるが、若干不規則であることが認められる。付加物を設置することによって周期性が



(a) 付加物無し



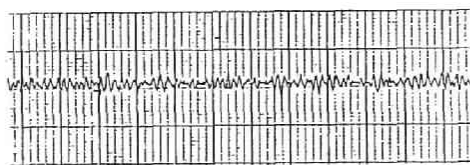
(b) $x/D=0.5$



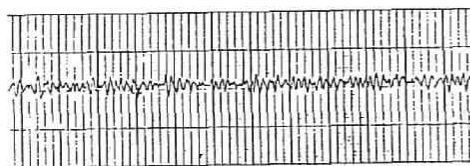
(c) $x/D=0.7$



(d) $x/D=1.8$

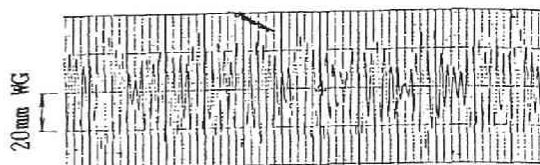


(e) $x/D=1.9$

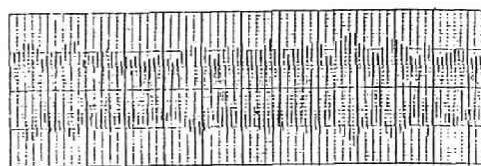


(f) $x/D=2.3$

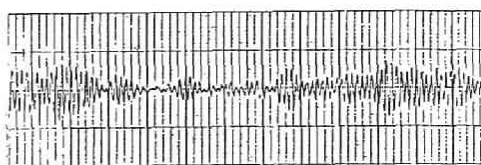
図5.61 正方形断面の両側面中央点間の差圧変動，断面上下中心線上に沿った付加物位置による比較 ($b/d=1.0$, $d/D=0.15$, chart speed 5 cm/sec) (WT-M)



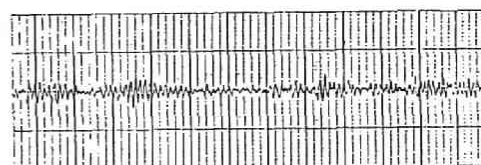
(a) 付加物無し



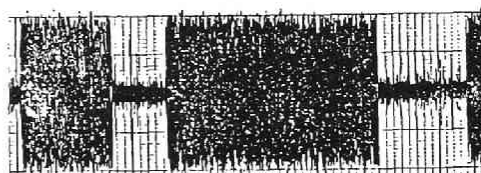
(b) $x/D=1.2$



(c) $x/D=1.4$



(d) $x/D=1.7$



(e) $x/D=1.8$



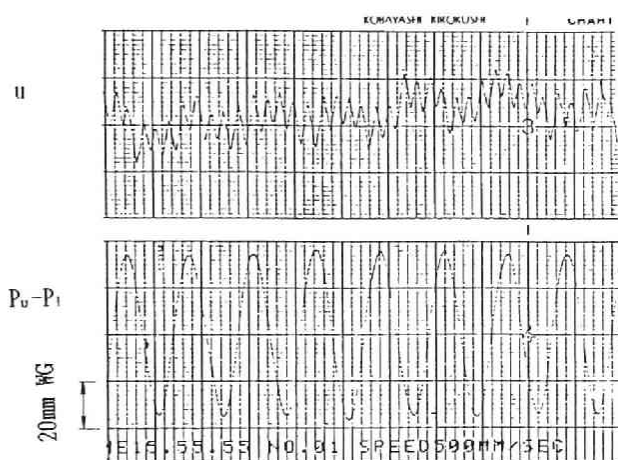
(f) $x/D=2.6$

図5.62 $B/D=0.5$ 矩形断面の両側面中央点間の差圧変動，断面上下中心線上に沿った付加物位置による比較 ($b/d=1.0$, $d/D=0.15$, chart speed (a)~(d), (f): 5 cm/sec, e): 5cm/min) (WT-M)

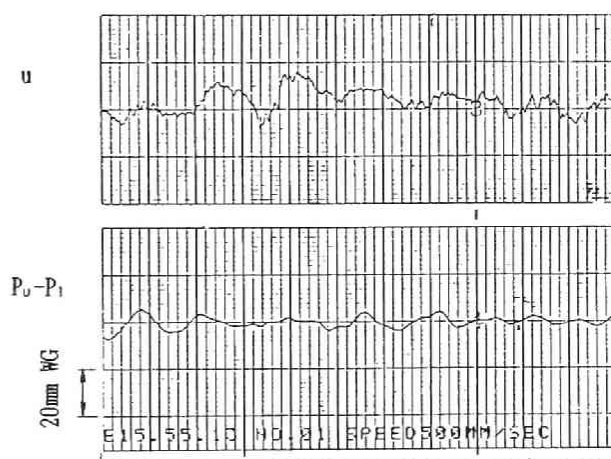
強められ、さらに付加物の位置を上流側に離すに従って変動は小さくなり、ある位置で極小(d)となりその点を越えれば急変して変動が強くなる。ただし、正方形断面ではそのジャンプ量は小さく、図5.61(d)から(e)に示される変化程度である。B/D=0.5の矩形断面では、図5.62(d)が極小付近の波形であり、(e)の波形は、ジャンプを示す限界付近である。この位置では、小さな刺激によってKarman渦が発生したり抑制されたりすることにより差圧変動の波形が間欠的に変化する。ジャンプした状態(f)の変動は周期性が顕著となり、また、その振幅も大きい。

図5.63に極小付近($x/D=1.7$)とジャンプした状態($x/D=1.9$)における差圧変動と共にI形熱線プローブによって測定した付加物後流流速変動のトレースを示した。この記録波形から知られるように、 $-C_{Pb}$ の極小値を示す場合には側面差圧変動は小さく、顕著な周期性は認められない。一方、ジャンプ後は、周期的な変動が認められ、後流に強い周期渦を放出していることが窺われる。また、 $-C_{Pb}$ が極小値を示し側面差圧変動が小さい場合には

は付加物とメイン断面との間に周期的な変動は認められず、ジャンプ後側面差圧変動が周期性を示すと同時に付加物後流にも独自の周期渦の放出されることが推定される。このことは後述する流れの可視化実験によっても観察され、また、従来報告されている流れ方向に平行に設置された同径2本円柱の実験結果にも同様の現象が認められている。このように、ジャンプ後は上流側付加物から周期的な変動流が発生し、メイン断面に作用する。このジャンプ後の周期的な変動流の



(a) $x/D=1.9$, chart speed 50 cm/sec



(b) $x/D=1.7$, chart speed 50 cm/sec

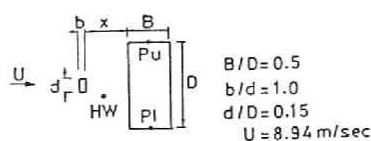


図5.63 B/D=0.5 矩形断面の差圧変動、および熱線風速計で測定した付加物後流流速変動 (WT-M)

作用を受けた状態に対して、臨界面より若干小さな辺長比を有する断面の $-C_{pb}$ のジャンプ量は大きく、一方、臨界辺長比より辺長比が大きくなるにしたがってジャンプ量は急激に小さくなり、この点に関しては、5.5.3で述べたとおりである。

図5.64は、正方形断面の側面差圧変動 rms 値の分布特性に及ぼす付加物設置効果を示す。付加物の無い場合には、側面4等分点の中央3点の差圧変動がほぼ一定値を示し完全剥離タイプの特徴が示される。付加物が上流側に移動するに従って $-C_{pb}$ が逓減することは、図5.50に示されたとおりであるが、このとき側面差圧変動が下流側から低下し、剥離せん断層が付着する傾向に進むことが推定される。付加物の位置が $x/D = 1.0$ になれば、図5.50より $-C_{pb}$ 値が極小値のレベルに達していることが知られ、この状態では、図5.64より大部分の領域で剥離せん断層が付着しているものと考えられる。さらに、この点に関しては、後節で流れを可視化することによって示す。

図5.65と図5.66は、側面差圧変動の記録波形から求めた Strouhal 数の測定結果を示す。図5.65は、断面上下中心線上に沿って付加物を上流側にシフトさせたときの Strouhal 数の変化を示したものであり、辺長比 0.5 の矩形断面は臨界辺長比より小さな辺長比の断面の例として、また、正方形断面は臨界辺長比より大きな辺長比を有する断面の例として示した。これらの図から知られるとおり、剥離せん断層とアフターボディの干渉の小さな

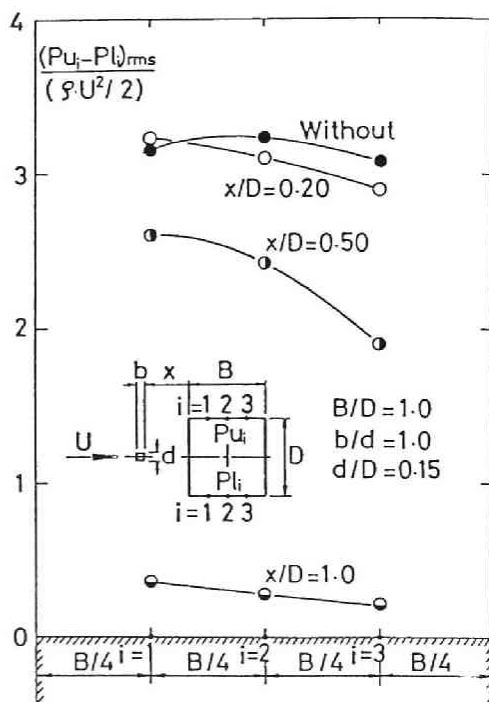


図5.64 正方形断面の側面差圧変動 rms 値の分布 (WT-M)

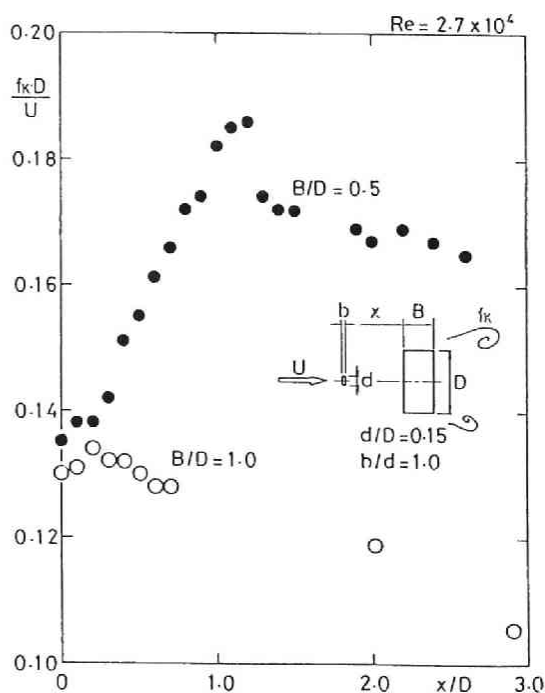


図5.65 Strouhal 数の付加物位置に関する変化特性
メイン断面形状による比較 (WT-M)

$B/D=0.5$ の矩形断面では、付加物の存在によって Strouhal 数は大きくなり、アフターボディーの干渉の大きい正方形断面では、逆に小さくなる。なお、図5.65の x/D の大きい領域において正方形断面の実験結果がプロットされていないが、これは、付加物が上流側に移動するのに伴って差圧変動が小さくなり記録された波形の周期的な成分が顕著に認められなくなるため、記録紙上の波形から直接 Strouhal 数を求めることができなかったことに起因する。

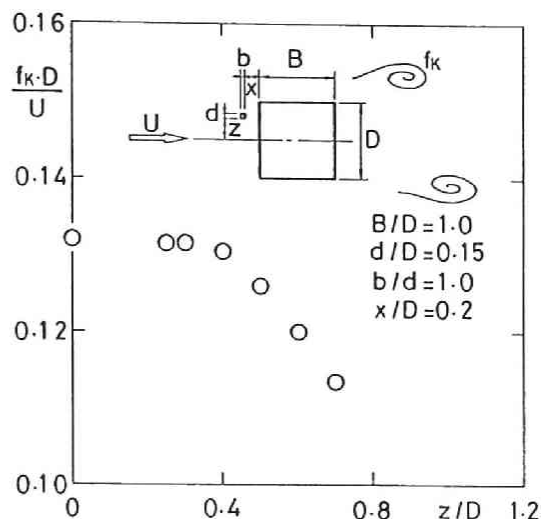


図5.66 正方形断面の Strouhal 数の付加物位置に関する変化特性（平均風速と直交する方向に関する変化特性）（WT-M）

5.5.5 後流流速変動

剥離流を形成する鈍い物体後流には周期的な渦を形成するが、この剥離渦の形成領域は

以下のような後流の測定結果に基づいた方法に従って決定される⁸⁵⁾。第一の方法として、後流軸上の平均圧力が最小となる点を剥離渦形成領域の限界点とした Roshko による方法。第2は、Bloor・Gerrard による方法であり、後流軸上において Karman 渦発生周波数の倍調波成分による変動の強さが最大値を示す点。また、第3の方法は、Schaefer・Eskinazi および Bearman によって示された方法で、後流軸の両側に変動の強さがピークを示す2つの点が存在するが、その2点間の距離が最小となる点と物体背面との間の領域を剥離渦形成領域とした。

図5.67と図5.68は、辺長比が0.5の矩形断面の後流軸に沿った気流変動の強さを示すものであり、また、熱線風速計の出力をバンドパスフィルターを通すことによって Karman 渦発生周波数の倍調波成分の変動の強さを求めその結果を同時に示し比較した。これは、前述の Bloor-Gerrard による方法によって剥離渦形成領域を調べたものであるが、単に変動の強さの分布特性が示すピーク位置と大差ない。したがって、以後変動の強さの分布特性より剥離渦形成領域の評価を行う。図5.67は、渦励振動時の結果であり、一方、図5.68は、同期領域を外れた風速におけるほとんど振動していない状態の結果を示した。これらの結果より、平均風速と直交する方向に渦励振動状態にあるときには、剥離渦形成領域は背面側に接近することが知られ、前節において図5.42に示したが、Karman 渦発生周波数の2倍の周波数を有する脈流中において剥離渦形成領域が断面背面に接近した特性と同様の傾向を示す。乱流効果としては、渦励振動時には、一様流中と乱流中とも、変動の強さのピークを示す位置はほぼ同じであり、剥離渦形成領域の大きさには変化を与えていない。一方、振動状態にない場合には、ピークの位置は乱れの存在によって背面側に接近することが示され、この断面の坑力係数が乱れの存在によ

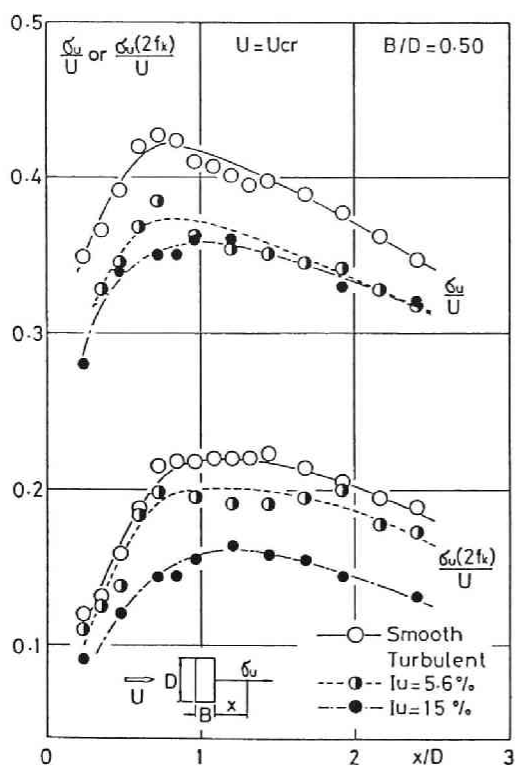


図5. 67 渦励振動中における矩形断面の後流軸に沿った気流変動の強さ、および Karman 渦発生周波数の倍調波成分の変動の強さ (WT-S)

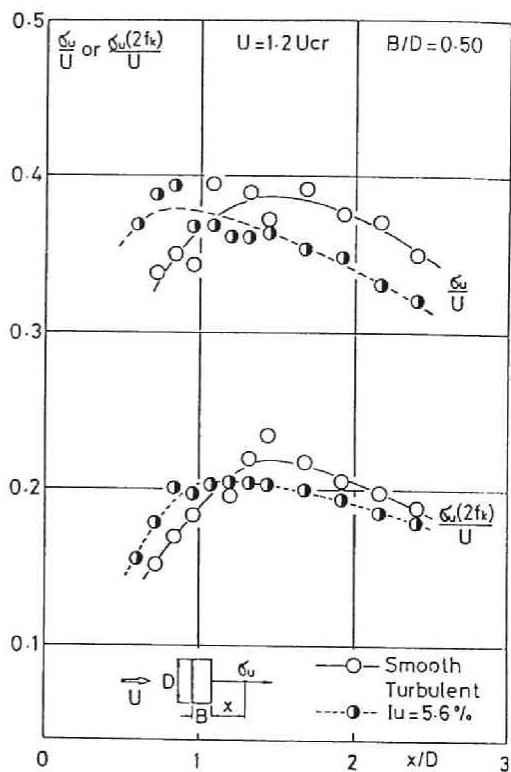


図5. 68 同期領域外の矩形断面後流軸に沿った気流変動の強さ、および Karman 渦発生周波数の倍調波成分の変動の強さ (WT-S)

て大きくなる傾向を示す点に対応する。なお、図5. 69は、剥離点不定形の円形断面では断面の振動状態、および接近流の乱れによって剥離渦形成領域が大きく変化することを示した。

以上のとおり、断面の振動および気流変動によって剥離渦形成領域が変化を受けることが示された。

次に、上流側付加物の wake の作用を受ける下流側メイン断面の後流流速変動に関して、付加物設置位置に関する変化特性を示し、先に述べた背圧係数および差圧変動特性に及ぼす付加物の効果との

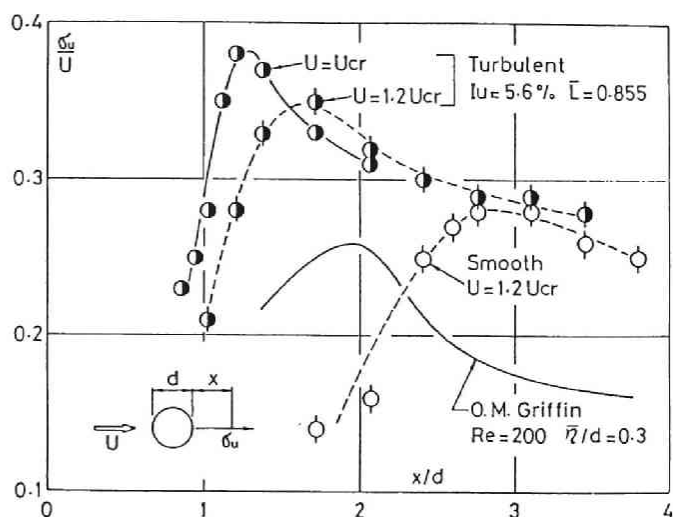


図5. 69 円形断面の後流軸に沿った気流変動の強さ (WT-S)

対応関係を示す。

図5.70, 図5.71は, 辺長比が0.5の矩形断面の後流軸に沿った流速変動の強さを示す。ただし, I形熱線プローブを使用した熱線流速計によって測定したものであり, 単一方向変動風速成分として測定されたものでない。しかしながら, これらの図より, 変動の強さの分布特性が知られ, 前述のとおり剥離渦形成領域に関する評価を行うことができ, 付加物の位置によってそれらの特性が大きく変化することが認められる。

このことは, 前述した5.5.3, および5.5.4の背圧係数および側面差圧変動の付加物の位置による変化特性から推定されたところであり, $-C_{pb}$ が極小値を示す付近の位置では, 変動の強さのピーク位置(剥離渦形成領域)が大きく下流側へ移行し, そのとき模型背面付近の流速変動は極めて小さい。 $x/D=0.5$ の剥離渦形成領域は, 破線で示した一様流中における剥離渦形成領域より小さく, $x/D=1.0$ では逆に大きくなる。このような特性は, 図5.53に示した同じ矩形断面の背圧係数の実験結果と同様の傾向を示し付加物設置効果が対応する。また, 付加物から周期変動流を発生し $-C_{pb}$ がジャンプする位置では, 変動の強さのピーク位置は再度模型背面に接近する。

図5.72は, 辺長比が0.5の矩形断面を対称として流速変動の強さを平均風速と直交する方向の分布特性として示したものであり, 付加物の位置によって大きく変化することが知られる。図5.72(a)は付加物無し, (b)は付加物がメイン断面に極めて接近した位置 $x/D=0.1$, (c)は $-C_{pb}$ が極小値を示す付近の位置 $x/D=1.5$, (d)は $-C_{pb}$ がジャンプした場合の例であり $x/D=3.0$ の状態の結果を示した。各図における破線は, 変動の強さがピークを示す点を結ぶ曲線である。(c)に示す $x/D=1.5$ の結果は, 変動の強さが他の状態に

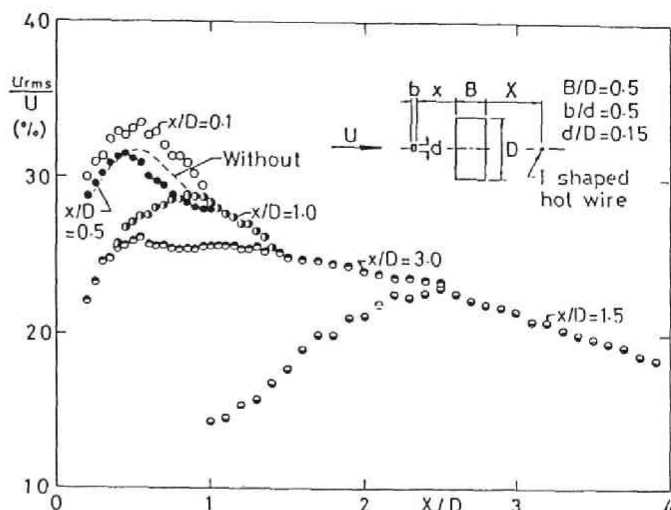


図5.70 辺長比0.5矩形断面の後流軸に沿った気流変動の強さ, 付加物 ($b/d=0.5, d/D=0.15$) の位置による比較 (WT-M)

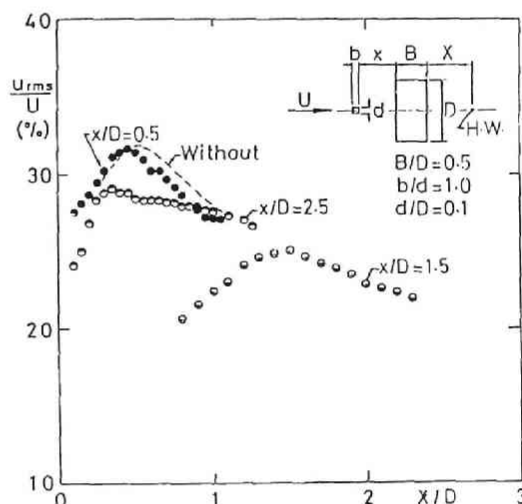


図5.71 辺長比0.5矩形断面の後流軸に沿った気流変動の強さ, 付加物 ($b/d=1, d/D=0.1$) の位置による比較 (WT-M)

比較して極めて小さくなり、また、ピーク値を示す位置が後流軸側に移行している。このことは、剥離せん断層が側面に接近することに関連し後流に放出される周期渦の強さが抑制されることが推定される。(d)の $x/D = 3.0$ になれば、再び変動の強さが大きくなり、付加物無しの状態に近づき後流に強い渦の放出を開始することが知られる。このように、付加物の位置によって後流流速変動のパターンが大きく変化することが示された。

図5.73は、付加物の影響を受けた状態のメイン断面の背圧係数 C_{pb} と剥離渦形成領域 X_{rr} との関係を両対数紙上にプロットした。同図の破線で示した線分は、図5.14に示した付加物の無い完全剥離型矩形断面の結果を表す。このように、両対数紙上で表示した $(X_{rr}/D) - (-C_{pb})$ の特性は2つの直線で表され、付加物無しの結果と異なる。 X_{rr}/D が約 0.8 を境として2つの直線の勾配が変化することが認められるが、このことをさらに、側面差圧変動の変化特性によって調べた。その結果が図5.74である。この図は、上流側付加物の影響を受けた辺長比 0.5 の矩形断面を対象として、側面差圧変動の rms 値を動圧で無次元化し $-C_{pb}$ の変化特性として示した。黒丸印で示した2つの結果は、付加物無しの正方形断面と $B/D = 0.5$ 矩形断面の実験結果である。図

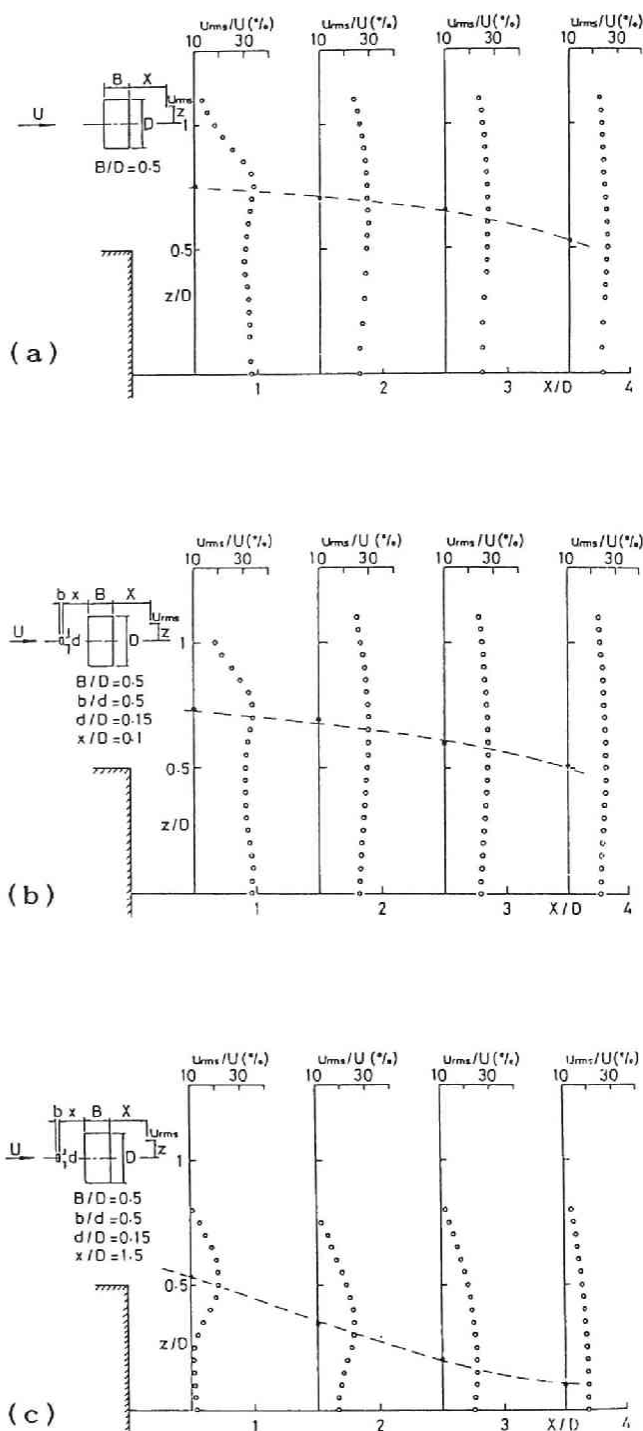


図5.72 辺長比 0.5 矩形断面の後流流速変動の強さの分布、付加物 ($b/d=0.5$, $d/D=0.15$) の位置による比較 (WT-M)

5.74の結果は、 $-C_{pb}$ が約 1.6
を境として勾配の異なる2つの線分
で表されるように思われる。図5.
73の $(X_{rr}/D) - (-C_{pb})$
図より $X_{rr}/D \cong 0.8$ に対応する
 $-C_{pb}$ 値は、約 1.6 であり、この
値は図5.74の勾配変化点に対応
する。これらのことから、後流軸に
沿った流速変動の強さのピークを示
す位置が断面背面に接近するに従っ
て、剥離せん断層が側面に接近し、
上下側面間の差圧変動が大きくなり

剥離渦形成領域の大きさと側面差圧変動の rms 値との対応関係の良いことが知られる。さらに、
上流側付加物の wake の作用を受ける辺長比 0.5 の矩形断面では、 $-C_{pb}$ 値が約 1.6 付近を境
として、剥離渦形成領域および側面差圧変動との特性に変化が認められた。これは、図5.70
～図5.72より、両側剥離せん断層が後流軸に接近するため、両側の剥離せん断層に挟まれた
領域に形成されると考えられる渦の大きさは背面近傍で小さくなるが、ある程度より小さくはな
り難く、この場合には、 $-C_{pb}$ が約 1.6となる

付近を境としてその渦に起因する死水域の流体
連行が抑制されるようになり、 $-C_{pb}$ 値が大き
くなり難くなることによるものと考えられる。
したがって、 X_{rr}/D が約 0.8 以下の領域で

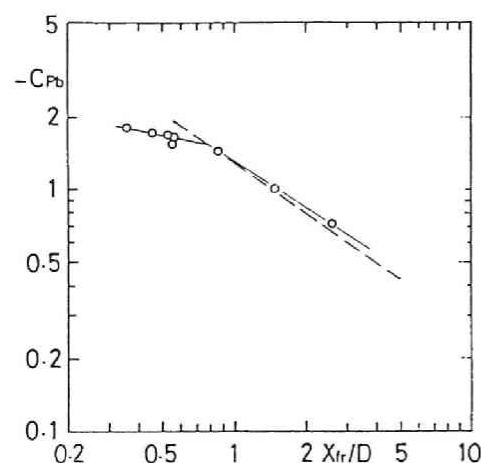


図5.73 上流側付加物の影響を受けた $B/D=0.5$
矩形断面の剥離渦形成領域と背圧係数
(WT-M)

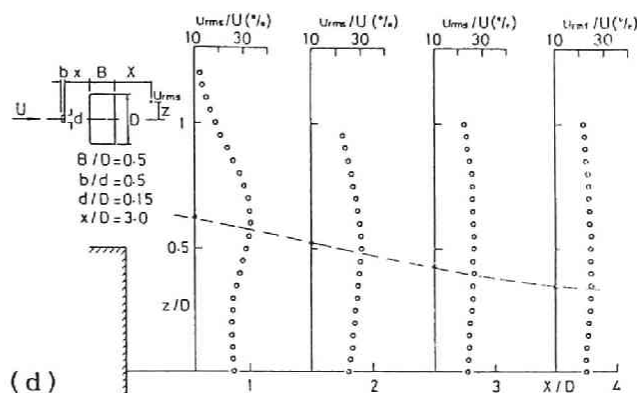


図5.72

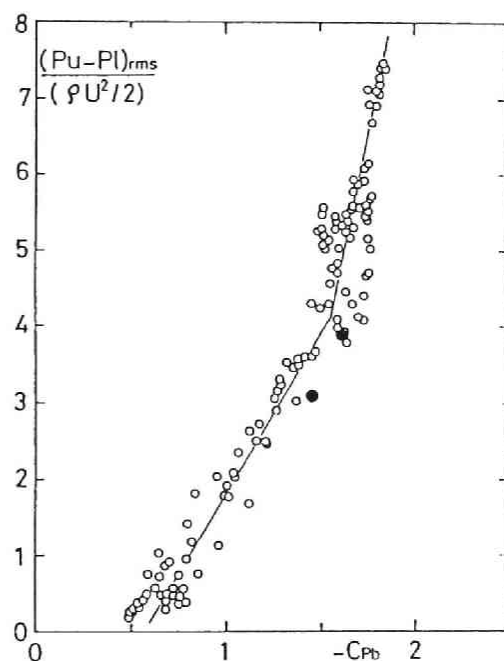


図5.74 上流側付加物の影響を受けた $B/D=0.5$
矩形断面の背圧係数と側面差圧変動
との関係 (WT-M)

勾配が小さくなったものと思われる。しかしながら、詳細に関しては、今後実験データを収集し、さらに、検討すべきであろう。

5. 5. 6 振動応答特性に及ぼす付加物設置効果

本章では、剥離流を発生する断面の空気力に及ぼす気流変動の効果を風洞実験的に調べることを目的とし、断面に作用する気流変動は格子乱流、脈動流および上流側物体の wake を利用した。そのなかで、本節においては、上流側付加物の wake の作用を受ける断面の結果について述べてきたが、付加物は剥離せん断層を断面側面に接近させる効果を有し、ある限界の位置で Karman 渦の発生を極めて抑制する効果を有することが知られた。また、アフターボディーの大きい断面では、剥離流の再付着が促進され空力的に安定化されることが推定された。そこで、このような結果より、本節の最後として、剥離流に起因する構造物の空力不安定振動の制振対策を考える際の 1 つの基礎的資料を供することを目的として、振動応答特性に及ぼす付加物設置効果を示す。

図 5. 75 (a) ~ (h) は、メイン断面に対する見付け幅の比が 15%、辺長比 $b/d=0.5$ の矩形付加物を上流側に固定した状態の振動たわみ変位応答特性を示す。無次元風速 - 無次元たわみ変位応答特性の付加物の位置に関する変化特性を表し、また、メイン断面の辺長比 B/D を変化させることによりアフターボディーの大きさによる付加物設置効果の比較を行った。

これらの図より、臨界断面より小さな辺長比の剥離せん断層とアフターボディーの干渉の小さな断面では、変位応答特性に及ぼす付加物の安定化効果は小さく、むしろ不安定化することが認められる。 $B/D=0.5$ の断面で付加物の位置が $x/D=1.5$ 、および 2.0 の結果は、断面静止の状態からは渦励振動に発達せず、断面にある振幅になるまでの強制的な刺激が与えられるとき定常振動を発生するいわゆる不安定ナリミットサイクルが認められる。このことは、先に静止断面の背圧係数によって付加物設置効果が調べられたが、この状態では図 5. 53 に示されるように $-C_{pb}$ が極小値付近を示し、後流に放出される周期的な渦の発生が極めて抑制された状態となっていることに起因するものと考えられる。動的な効果が導入されるときには、上流側付加物からの周期的な渦の放出を開始し、このときアフターボディーの小さい断面では、図 5. 59、図 5. 60、図 5. 62 に示されたように側面差圧変動は付加物無しの場合よりも強い周期的変動を示すようになり、したがって、付加物の存在により同期幅が広くなったり、応答振幅が大きくなる等の空力的不安定化の傾向を示す場合がある。また、本来、臨界断面より小さな辺長比の断面ではソフトギャロッピングの発生が認められないが、付加物の存在によってギャロッピングの発生が認められる場合がある。これは、付加物によって剥離せん断層が側面に接近し、したがってアフターボディーの影響を受け易くなり臨界辺長比が小さくなることに対応するものと考えられる。また、(b) において $x/D=1.5$ ではギャロッピングが認められないが、図 5. 75 (h) に示すように、付加物の形状を正方形断面として見付け幅の比を 7.5% とするとき、ギャロッピングを発生すると共に、ギャロッピングに高調波の渦励振が混在するような型の応答特性を示す。このように、臨界辺長比より小さな辺長比を有するアフターボディーの小さい断面に対

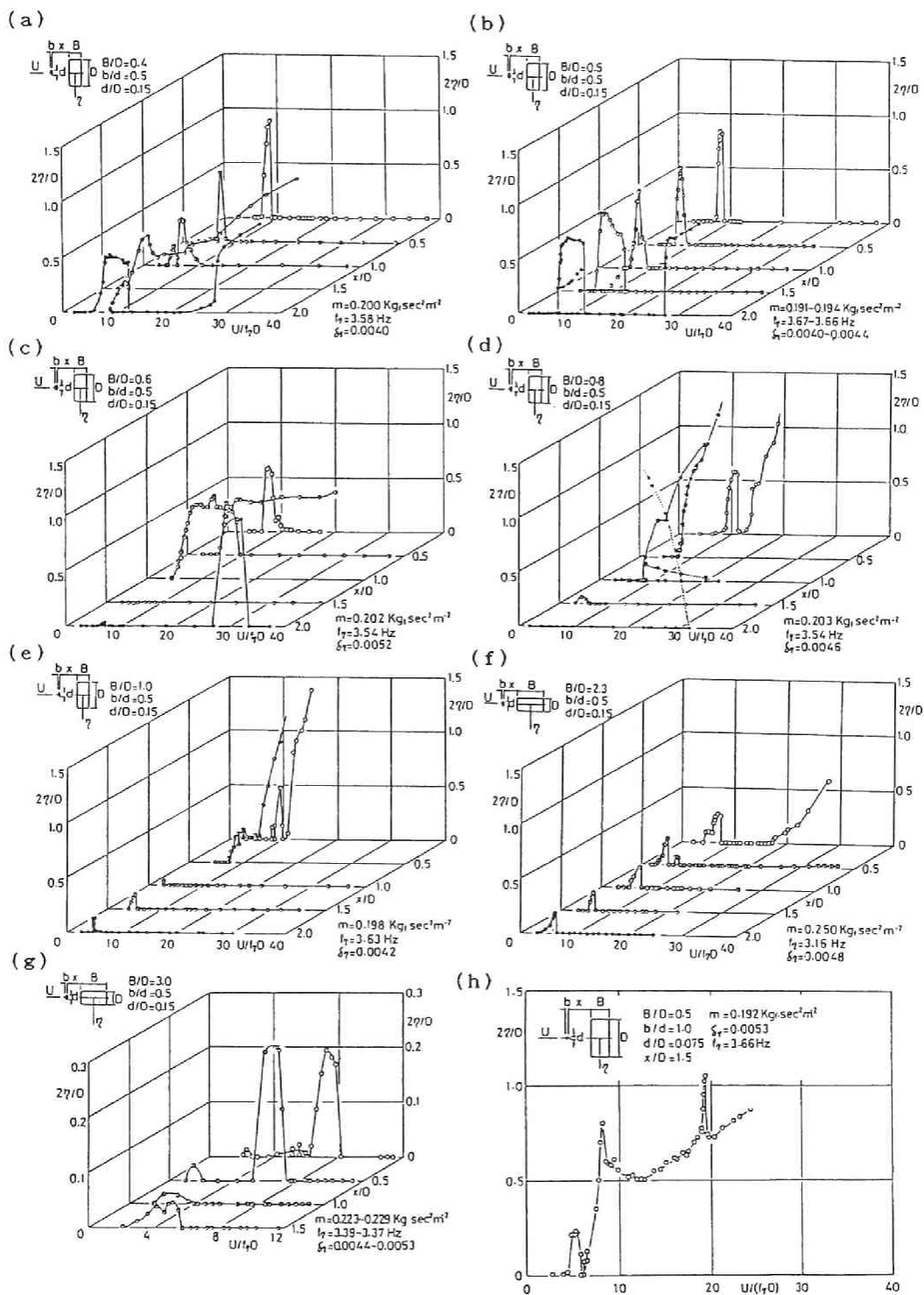


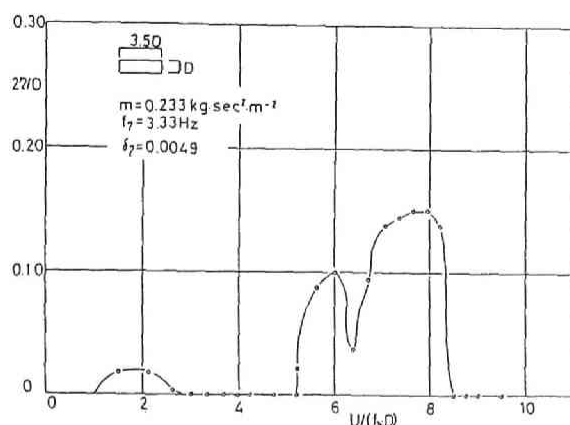
図5.75 たわみ変位応答特性に及ぼす上流側付加物の位置による変化特性，矩形断面辺長比 B/D による比較 (WT-L)

しては、剥離せん断層に及ぼす上流側付加物からの変動による刺激が、断面振動に起因する刺激と連成あるいは干渉することによって複雑な応答特性を示し構造物の制振対策を考える上で特に注意する必要がある。

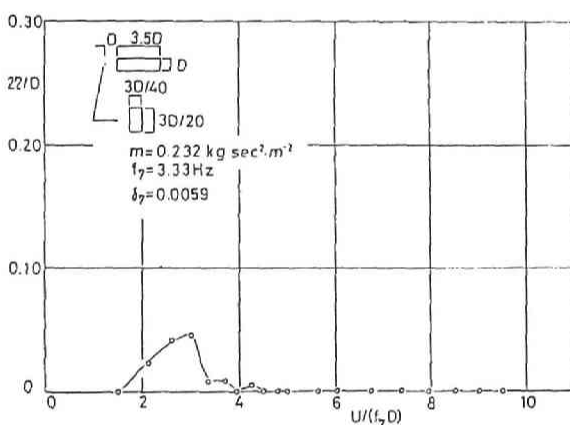
一方、臨界辺長比より大きな辺長比を有するアフターボディーの大きい断面では、Karman渦に起因する渦励振、あるいは、前縁剥離渦に起因する振動は付加物によって安定化されることが図5.75より知られる。ただし、付加物の位置がメイン断面に接近した状態では、逆に不安定性を示す場合がある。これは、5.5.4で述べた側面差圧変動においても示されており、メイン断面前面に付加物が接近した状態では、側面差圧変動が、付加物の無い状態より大きくなったことに対応するものであろう。また、低風速領域において、後縁剥離渦に起因すると思われる限定振動が認められ、辺長比の小さな断面においても付加物による剥離せん断層の再付着効果に起因してその発生が若干認められる。 $B/D=2.3$ の断面におけるこの低風速領域の限定振動は、付加物の影響を大きくは受けておらず、顕著な変化が認められない。この程度の辺長比を有する矩形断面の低風速領域の限定振動は、従来、接近流の流れの影響を受けることが小さく応答特性に及ぼす乱流効果が小さいことが知られており、付加物による変動流の作用もこのような乱流効果と同様の傾向を示したものと考えられる。一方、再付着型断面の $B/D=3.0$ の結果は、前縁剥離渦に起因する応答は、付加物が十分離れた位置にありメイン断面に変動流の作用を与えると、付加物によって安定化され制振効果が認められる。しかしながら、低風速領域の後縁剥離渦に起因する応答は、付加物によって、むしろ不安定化し応答振幅および同期風速領域の幅も広くなっている。これは、乱れによる剥離せん断層の再付着効果によるものと考えられる。Hillier・Cherry⁸⁷⁾によって、厚み 38.1mm、幅 1.37m の極めて扁平な矩形断面に発生する剥離泡に及ぼす乱流効果が調べられている。その研究結果によれば、側面上の平均圧力の分布特性より、乱れによって前縁付近で負圧が高くなり下流側に向かって急激に圧力回復が認められ再付着が促進されることが知られる。乱れの強さが 6.30~6.55% の格子乱流に対して、前縁より下流側に向かって厚みの 1.6 ~ 5.2 倍の側面上において、一様流中より乱流中における圧力回復が強くなり、この領域では乱流中における側面に沿って流れがより安定化する。したがって、 $B/D=3$ の断面では、付加物による変動流によって付着作用が強くなった側面に沿う流れが後縁で剥離するとき、付加物の無い状態より強い渦を後縁部に形成することになり、低風速領域の限定振動が付加物によって強められたものと思われる。これらのことを $B/D=3.5$ の矩形断面を対象として調べた結果が図5.76である。この断面でも、前縁剥離渦に起因する限定振動と後縁剥離渦に起因する低風速領域の限定振動の発生がみられ、付加物を設置することによって前縁剥離渦に起因する振動が抑制された。しかしながら、低風速領域の限定振動は付加物によって逆に大きくなる。そこで、後縁付近に発生する渦を抑制するようにハニカムを設置した結果が図5.76(c)である。予想どおり、低風速領域の限定振動は、完全には抑制されていないが、極めてその振動は小さくなった。

以上のとおり剥離流に起因するたわみ振動に対して、その振動発生メカニズムに応じて付加物

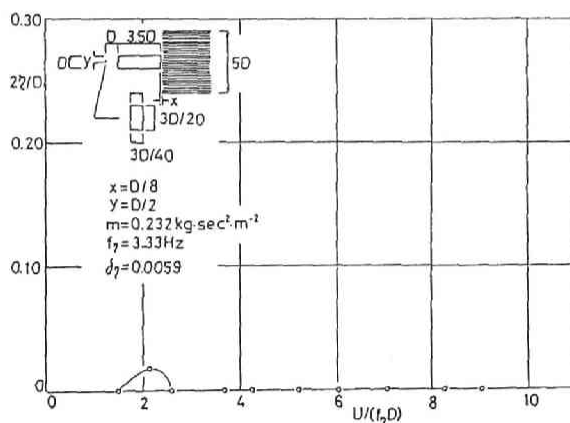
設置効果の異なることが知られた。また、先に述べた静止断面の結果からも付加物を設置することによって Karman 渦の発生を抑制する効果が知られ、動的応答特性に対しある程度の対応関係の存在することが知られた。そこで、静止断面にさらに動的効果を導入することによって付加物設置効果の評価を試みた結果が図5.77と図5.78である。動的効果として、たわみ運動状態を表すために断面に相対的な迎角を与え、さらに非定常効果として主流に周期的変動を与えた。図5.77は正方形断面であり、変動揚力係数 $C_{Fy rms}$ の無次元脈流周波数に関する変化特性として示した。白丸印は付加物を設置していない状態であり、Karman 渦の発生に起因した成分が脈流に刺激され顕著なピークを示す。付加物を設置することによって、分数調波、および高調波成分と共に認められていた Karman 渦の発生に起因するシャープなピークは見られなくなる。これは、付加物によって Karman 渦の発生が抑制されたことを示すものであり、動的な刺激を与えても Karman 渦成分が増幅されないことを示す。図5.15から知られるようにスプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制するとき、静的空気力係数はハードギャロッピングタイプとなる。したがって、同様に付加物によって Karman 渦の発生が抑制されるとき、動的応答特性は、図5.75(f)に示されるような渦励振動およびギャロッピング振動共に安定化される形に変化したものと考えられる。一方、図5.78は辺長比 $B/D=5$ の付着タイプの矩形断面の結果であり、無次元風速が 9 付近において前縁



(a) 付加物無し



(b) 付加物設置



(c) 付加物およびハニカム設置

図5.76 偏平矩形断面 ($B/D=3.5$) のたわみ振動応答特性に及ぼす付加物設置効果 (WT-L)

剥離渦に起因した渦励振動に対応する C_{Fyrms} のピークが付加物を設置することにより認められなくなる。また、無次元風速が 4~5 で認められるピークは後縁剥離渦に起因すると考えられる限定振動に対応したものと考えられるが、このピークは付加物を設置しても抑制されることはない。これらの傾向は、先に示した付着型断面の動的応答特性と類似したものであり、前縁剥離渦に起因する限定振動が付加物によって制振され、一方、低風速領域の限定振動が付加物によって変位振幅及び同期幅共に大きくなったことに対応されるであろう。

図5.79, 図5.80はそれぞれ迎角が 0° と 8° の正方形断面の変動揚力のパワースペクトルであり、上流側付加物の設置効果を

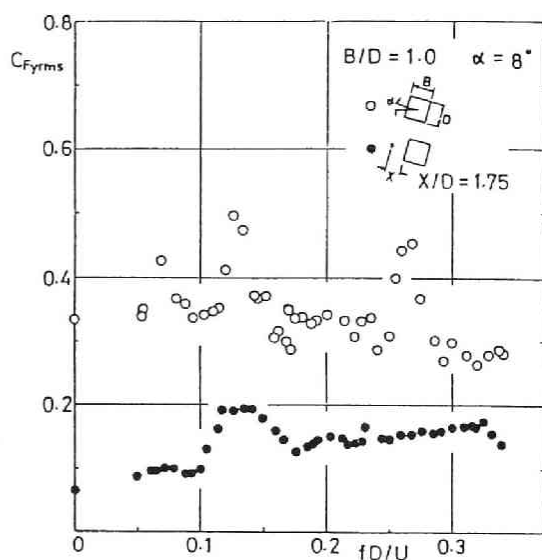


図5.77 脈動流中における仰角を有する正方形断面の変動揚力係数に及ぼす付加物設置効果 (WT-L)

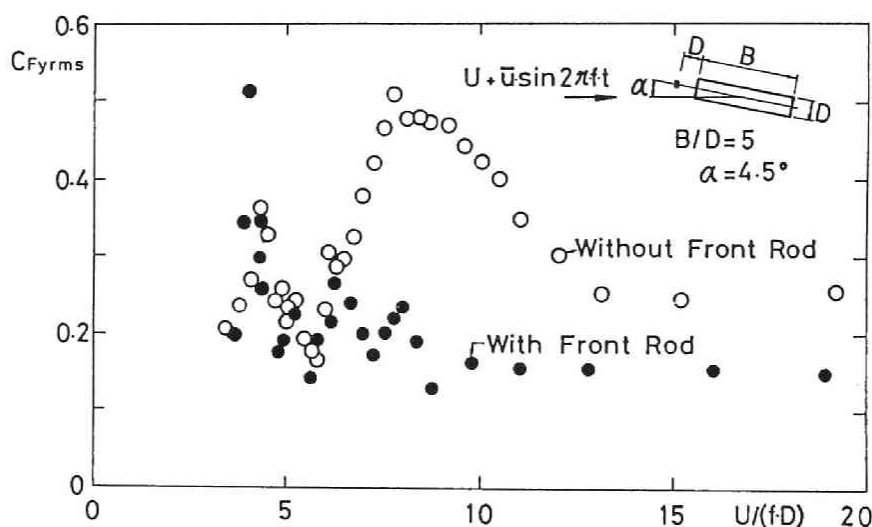
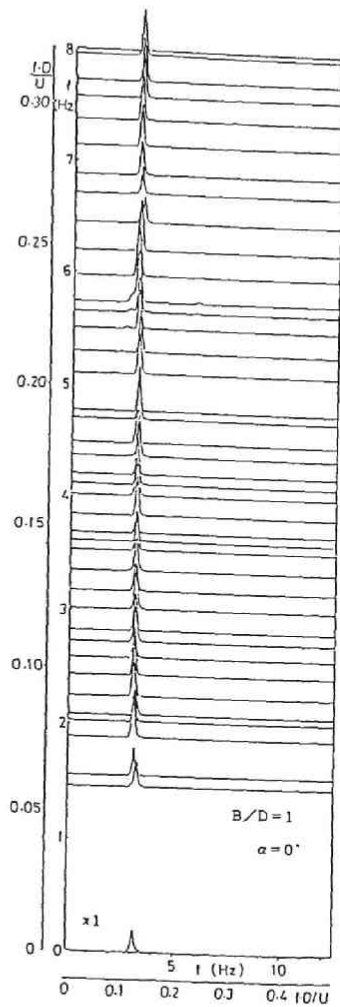
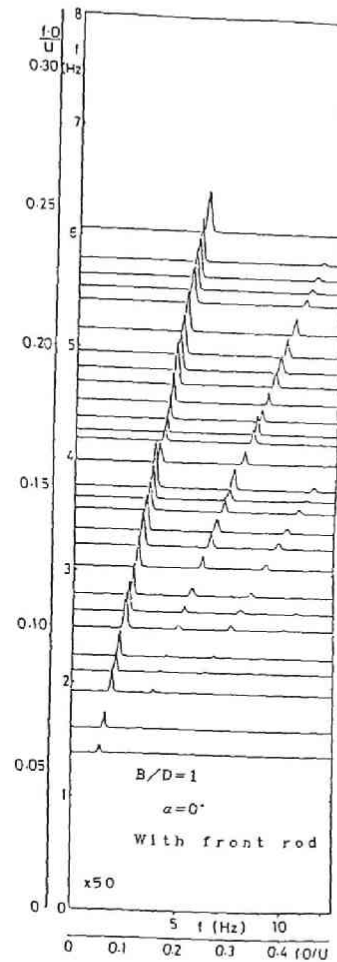


図5.78 脈動流中における仰角を有する偏平矩形断面 ($B/D=5$) の変動揚力係数に及ぼす付加物設置効果 (WT-L)

調べたものである。なお、各図の左下に示した倍率は、パワースペクトルの計算結果を描くときに乗じた倍率であり、迎角が 0° で付加物無しの状態を 1 とした相対的な比較を行った。付加物無しの状態は、前節でも述べたとおりであり、迎角が 0° の場合付加物を設置することによって Karman 渦に起因するピークが完全に消え脈流成分のみが表れ、スペクトルのオーダーは $1/50$ 程度に小さくなる。また、 8° の迎角を有する状態では、前節でも示したが、Karman 渦発生周波

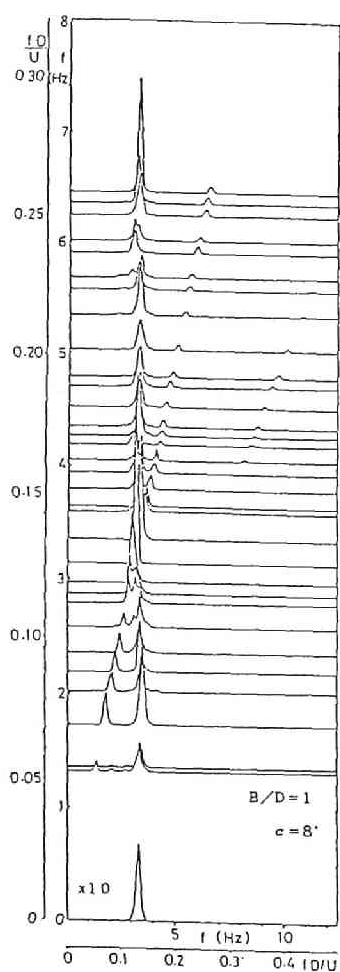


(a) 付加物無し

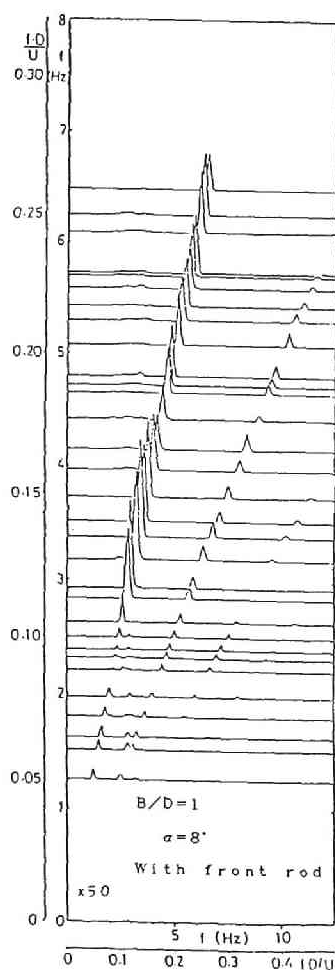


(b) 付加物設置

図5.79 正方形断面の変動揚力のパワースペクトル脈流周波数による変化特性 (WT-L)



(a) 付加物無し



(b) 付加物設置

図5.80 傾斜正方形断面の変動揚力の
パワースペクトル脈流周波数
による変化特性 (WT-L)

数とその2倍の脈流周波数付近で同期し、スペクトルは大きくなることが示され、その他の脈流周波数に対してもなおKarman渦に起因する成分は残されている。一方、付加物を設置すれば、Karman渦に起因する成分が消え、脈流による動的な刺激を与えてもKarman渦の発生を増幅させるような顕著な効果は見られない。これは、図5.77に示した変動揚力係数の結果と同様である。

次に、偏平矩形断面（辺長比 $B/D=5$ ）のねじれ振動に及ぼす付加物設置効果を図5.81に示した。図5.81より知られるように無次元風速が6付近にみられる限定振動は、後流軸にスプリッター板を設置してKarman渦の発生を抑制した状態においてもほとんど変化せず、これは前縁剥離渦に起因するものと考えられる。上流側付加物を取り付ければ、この無次元風速が6における振動は抑制され黒丸印で示した応答が残った。そこで、付加物を取り付けた状態でスプリッター板を設置すれば、黒丸印で示された振動も無くなり安定化された。これらのことから、先のたわみ振動と同様に、付加

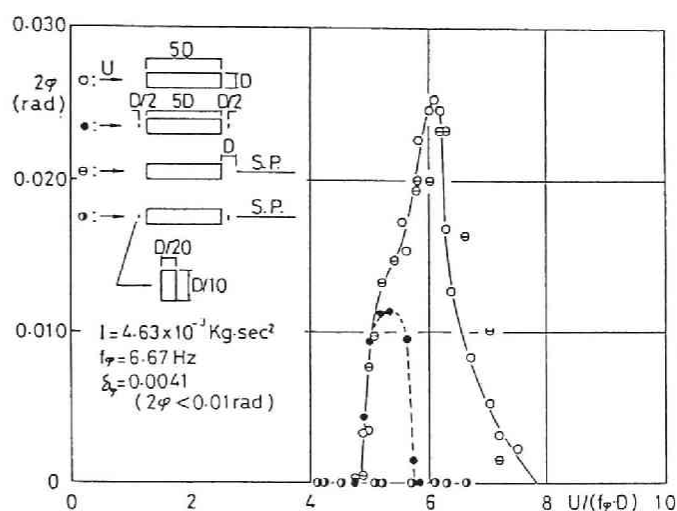


図5.81 偏平矩形断面 ($B/D=5$) のねじれ振動応答特性に及ぼす付加物の効果 (WT-L)

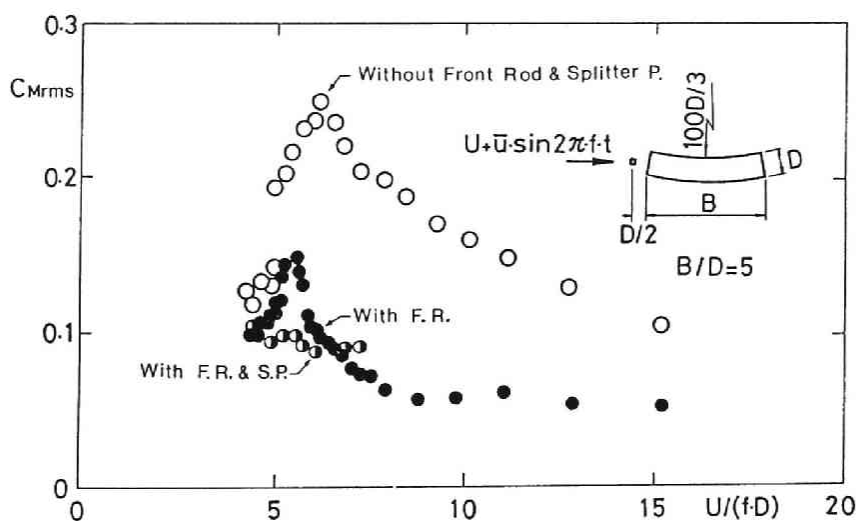


図5.82 脈動流中におけるねじれ振動状態を表す円弧模型の変動ピッチングモーメント係数付加物の効果 (WT-L)

物は、ねじれ振動に対しても前縁剥離渦に起因する不安定振動に対して、安定化効果を有するが、後縁剥離渦に起因する不安定振動に対しては、安定化効果は小さいことが知られた。

たわみ振動に対して静止断面によりその評価を先に行ったが、同様にねじれ振動に対して静止断面を利用した評価を試みた結果が図5. 82である。断面中心まわりのねじれ振動状態をSteinman⁸⁸⁾の曲線模型に従って、曲率半径 $r = 20B/3$ の円弧模型で表し、さらに非定常効果として主流に周期的変動を与えた。そのときの断面中心まわりの変動ピッチングモーメント係数 C_{nrms} (式5. 6) の無次元脈流周波数に関する変化特性を示した結果が図5. 82である。

$$C_{nrms} = \frac{2 M_{rms}}{\rho \cdot U^2 \cdot D^2 \cdot l} \quad \dots \dots \dots (5. 6)$$

M_{rms} : 断面中心まわりの変動ピッチングモーメントの root mean square ,

U : 平均風速, D : 断面厚み, l : スパン長

たわみ振動においては無次元風速が 9 付近で前縁剥離渦に起因する限定振動が発生し、静止断面による評価によってその発生の推定が行われた。ねじれ振動では、前縁剥離渦に起因する限定振動は、無次元風速が 6 付近で発生し、たわみ振動とその発生風速領域が異なる。そこで、円弧模型による静止断面による評価を試みたが、図5. 82より知られるとおり、無次元風速が 6 付近に前縁剥離渦に起因すると思われるピークが認められ、ねじれ振動に見られた前縁剥離渦に起因する限定振動発生無次元風速領域と対応がつく。さらに、後縁剥離渦に起因すると思われるピークも認められ、付加物を設置すれば、無次元風速が 6 付近のピークは無くなるが、低風速側のピークは存在する。また、付加物と共にスプリッター板を設置すれば、低風速側のピークも無くなり、先のねじれ振動応答と対応する。このように静止断面によって、振動状態に対する定性的な評価を行うことが可能であることが知られた。なお、Matsumoto・Shiraishi・Shirato⁸⁹⁾は矩形断面の渦励振に関し脈動流を利用した考察を行っており、ここで述べた空力特性との対応関係について検討を加えることは、渦励振発生メカニズムの解明に関する問題として興味深い。

ここで示したように静止断面を対象として、脈動流による非定常効果の導入により渦励振動のような剥離流に起因する動的現象に対して、ある一定の評価が得られた点に関しては、今後、この方法が付属添加物によって構造断面の空力不安定振動防止対策を講ずる際の 1 つの方法として改良されていくことが期待されるであろう。すなわち、静止断面によって振動状態が表されているため、最適な制振効果を発揮する付属添加物の位置を見い出すことが容易となる。

5. 6 断面周辺流れの可視化

5. 6. 1 実験方法

本節では、前各節で述べた各種変動気流の作用を受ける断面まわりの流れの様子を可視化することにより、再度、前各節の実験結果と対比しながら考察する。

流れの可視化の方法は、5. 2. 3で述べたとおりであるが、一部時間平均的な流れの様子を

調べるため油幕法による実験を行った。油幕法による実験は、WT-Mの風洞を使用し、透明アクリル樹脂製の測定部床面にシッカロールとグラファイトを混入した流動パラフィンに筆で塗り、その上に模型を垂直に立てた状態で気流を作用させ、約1時間後床面裏側から写真撮影した。この油幕法は、上流側付加物の効果を調べる実験において、スモークワイヤー法と併用して実施した方法である。

脈動流中における流れの可視化実験は、スモークワイヤー法で行い、そのときの実験状態を図5.83に示す。①はコイル状ニクロム線、②は変動揚力のモニター用多分力検出器であり、

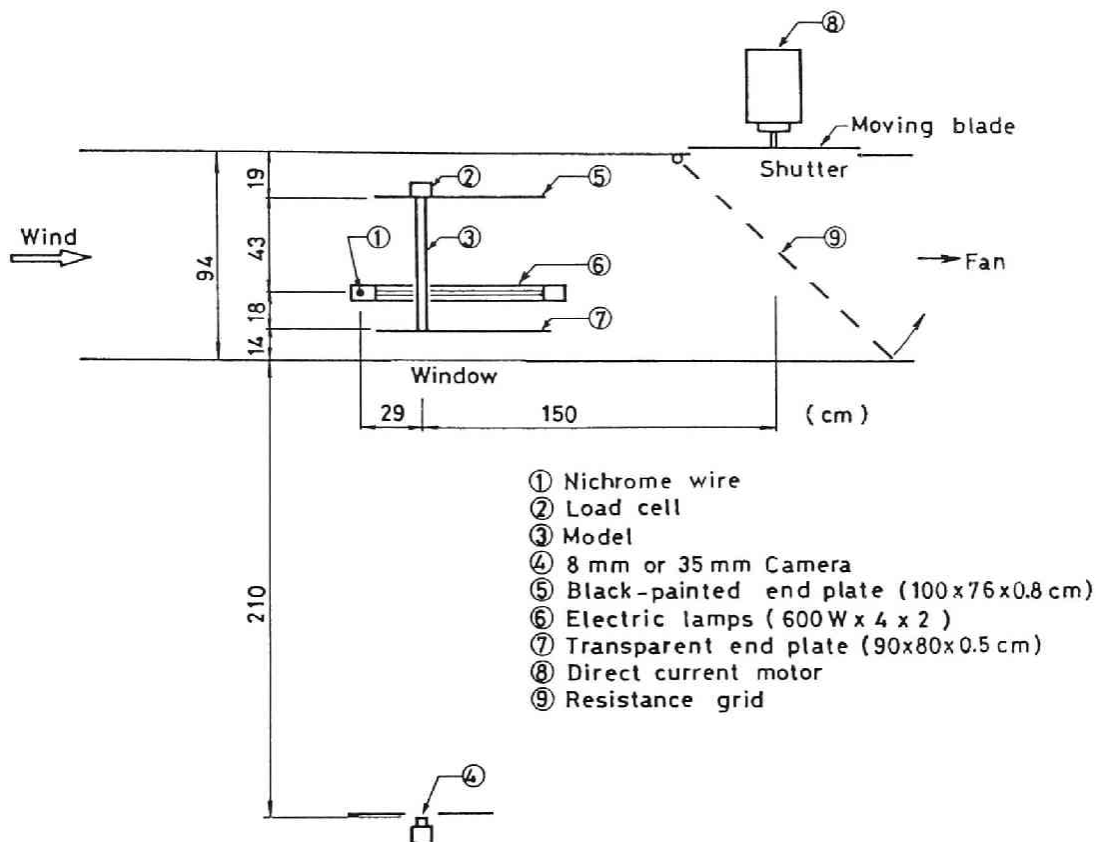


図5.83 スモークワイヤー法による流れの可視化実験配置図(WT-L)

この出力は変動揚力の時間的变化としてリニアコーダーで記録し、また、シンクロスコープで観察する。③はバルサ製矩形断面模型、④は8mmおよび35mmカメラであり、8mmカメラは模型周辺気流の時間的变化状態を撮影する。⑤は、トレーサーとしての白煙の撮影状態を良くするために設置した黒色塗装の端板であり、これは風洞天井と床とで固定され多分力検出器が支持されている。⑥は、600Wハロゲンランプ4燈を内蔵した照明装置であり、透明アクリル樹脂製の風洞窓を介して風洞外部に設置したカメラ④によって撮影できるようにした。⑧は、直流モータである。モータシャフトに直結した回転羽根と風洞壁面に固定した固定羽根とで構成されるシャッターによって脈動流を発生させる。⑨は、測定部分に脈動流を発生させるための抵抗

格子である。この格子の設定角度を変化させることによって抵抗変化を与え脈流振幅を変化させることが可能となる。なお、シャッターと模型との距離が小さく模型位置におけるスパン方向の風速分布の一様性の問題が考えられるが、平均風速の測定結果は、スパン方向に $\pm 1\%$ 以内の偏差であり問題はない。

乱流中における可視化においても、この実験状態と同様であるが、模型上流側に乱流格子を設置することにより乱流を発生させて写真撮影を行った。このときの乱れの強さは $5\sim 6\%$ 、乱れのスケール比 L/D は約 0.5 である。

5. 6. 2 気流変動とアフターボディー

5. 4において主流方向の周期的な変動流中における実験結果を示し考察を加えたが、さらにここでは、矩形断面とコの字形断面の抗力係数に対して無次元脈流周波数変化特性に及ぼすアフターボディーの効果を示す。図5. 84は矩形断面の結果であり、図5. 85は逆コの字形断面の結果である。矩形断面と逆コの字形断面とでは、先に図5. 48に示したように臨界辺長比が異なり逆コの字形断面の臨界辺長比が小さい。図5. 84と図5. 85より知られるように、それぞれ臨界辺長比より若干小さい辺長比を有する断面において、Karman渦発生周波数の2倍および4倍の脈流周波数での抗力係数に及ぼす増幅効果が顕著であり、それぞれピークを示す。辺長比の大きい断面では、脈流周波数の増大に伴って抗力係数は低下し、一方、臨界辺長比よりかなり小さくなれば、脈流周波数の増大に伴って抗力係数の平均的レベルは大きくなる。

このことは、先に述べた傾斜させた正方形断面の実験結果に関して述べた点と同様であり、剥離点以後の断面（アフターボディー）と剥離せん断層との干渉効

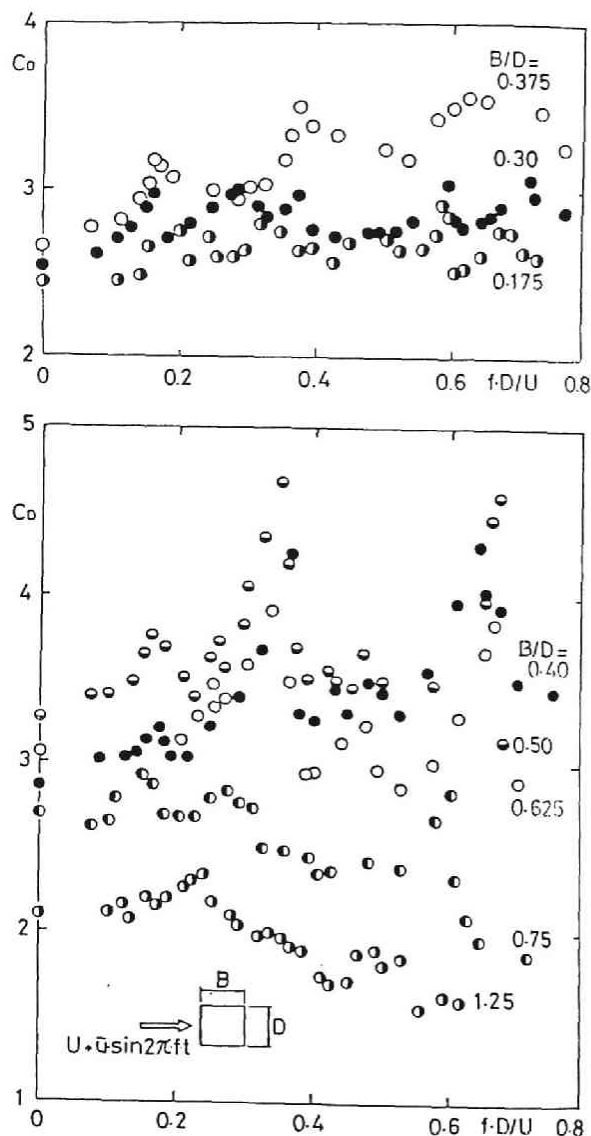


図5. 84 矩形断面の抗力係数の無次元脈流周波数変化特性、断面辺長比による比較 (WT-M)

果の大きいことが示された。そこで、本節では気流変動に伴う流体パターンの変化を可視化することにより観察し、充腹断面の空気力に及ぼす気流変動の効果を考察する。

まず、写真5.8は、臨界辺長比より若干小さな辺長比を有する矩形断面の例であり、このような断面では図5.84から知られるようにKarman渦発生周波数の2倍の脈流周波数に対して抗力係数はピーク値を示したが、それに対応して写真5.8より、一様流中の状態(a)と比較してKarman渦発生周波数 f_k の2倍の脈流周波数を有する脈動流中(b)では、より鮮明な渦を形成し、また、渦間距離が小さくなりフローパターンが大きく変化することが知られる。

Karmanによる渦列の安定理論より、物体の抗力係数 C_D とStrouhal数 $S (= f_k \cdot D / U)$ 、および渦列の無次元誘起速度 $u^* (= u / U$: u は平均風速 U 方向の渦列の誘起速度)との関係は、次式で表される。

$$S \cdot C_D = 0.628 u^{*3} - 2.216 u^{*2} + 1.1588 u^* \quad \dots \dots \dots (5.7)$$

また、 u^* が無次元渦間距離 $l^* (= l / D$: l は平均風速方向の渦間距離、 D は断面見付け幅)によって

$$u^* = 1 - S \cdot l^* \quad \dots \dots \dots (5.8)$$

と表されることから、フローパターンの撮影結果より l^* を測定することによって u^* が求められる。

写真5.8(a)では、 $l^* \approx 5.6$ であり、 $S \approx 0.14$ の実験結果を式(5.8)に代入すれば、渦列の無次元誘起速度は $u^* \approx 0.22$ となる。写真5.8(b)の $f / f_k = 2$ の脈動流中では l^* は小さくなることが認められ、したがって u^* は増大することが知られる。式(5.7)より

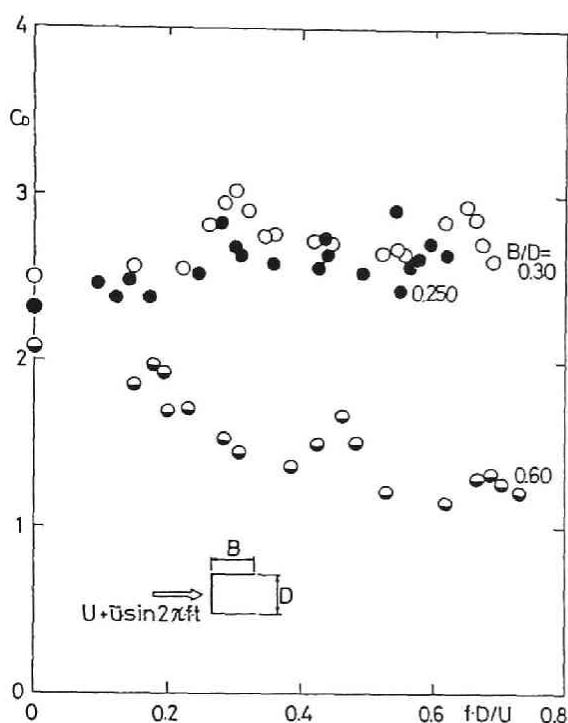


図5.85 コの字形断面の抗力係数の無次元脈流周波数変化特性、断面辺長比による比較 (WT-M)

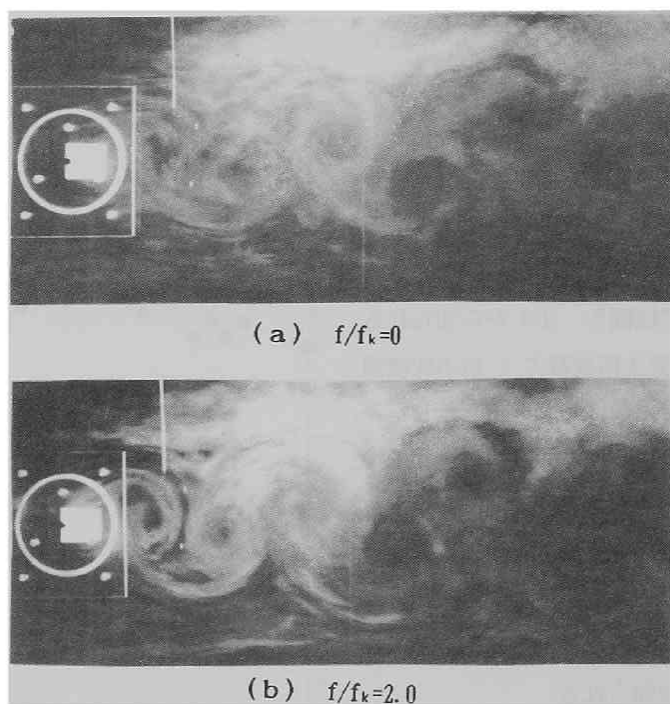


写真5.8 $B/D=0.425$ の矩形断面のフローパターン—様流中と脈動流中との比較 (WT-M)

コの字形断面 $B/D = 0.3$

コの字形断面 $B/D = 0.6$

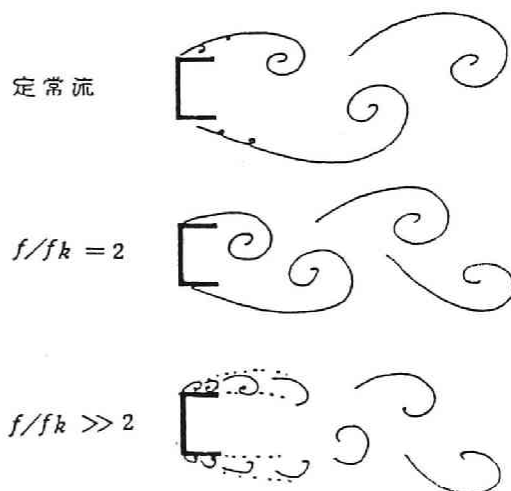
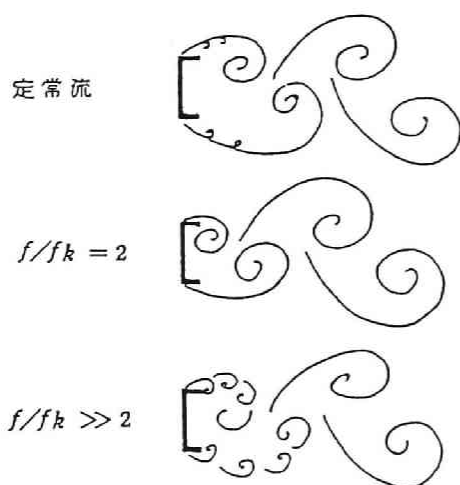


図5.86 脈流中におけるコの字形断面のフローパターン, 臨界辺長比より小さい辺長比と大きい辺長比を有する2つの断面の比較, 8mm 写真撮影結果より図示

$$\left. \begin{array}{l} u^* < 0.300 \\ u^* > 2.06 \end{array} \right\} \text{で } d(S \cdot C_D) / du^* > 0 \quad \dots (5.9)$$

となり、したがって、写真5.8(a)の $f/f_k=0$ における $u^* \approx 0.22$ の状態では、気流変動に起因して u^* が大きくなれば、 $S \cdot C_D$ は増大し、 S が脈流周波数によって大きな変化が認められなかったことから $f/f_k=2$ の脈動流中において 1^* が小さくなったことと C_D がピーク値を示したことの対応がつく。

このように同期時の Karman 渦列パターンが一樣流中の状態と異なり空気力が示す傾向と対応のつくことが知られた。しかしながら、上述のような渦列の安定理論によってある程度の評価を行うことは可能と思われるが、空気力に直接的な影響を及ぼしその値の大きさを決定づけるのは、剥離直後の剥離せん断層とアフターボディーとの干渉、また、その結果としての剥離渦形成領域の挙動が重要な要因となるであろう。そこで、剥離直後の剥離せん断層とアフターボディーとの問題を調べるため、大量の煙を模型に作用させその流れの状態を 8mmカメラで撮影し、流体パターンの時間変動の観察を行った。その結果をまとめたものが図5.86であり、臨界辺長比より小さい場合と大きい場合の例として、逆コの字形断面の辺長比 0.3 と 0.6 の2つの例を示した。また、気流変動による流体パターンの変化を比較することを目的として、それぞれの断面に対して定常流中と $f/f_k=2$ における同期時、および $f/f_k \gg 2$ の脈動中における流れの状態を 8mm映写機による映写結果より図示した。なお、各々の図示した瞬間は、上側の剥離せん断層の巻き込みが模型背面に最も接近した状態を示す。

この図より、定常流中における辺長比による比較を行えば、 $B/D=0.3$ の剥離せん断層は $B/D=0.6$ の状態より曲率半径が小さく、したがって、背面の圧力低下が $B/D=0.6$ の結果より大きいことが推定される。このことは、図5.85の抗力係数の $f \cdot D/U=0$ における値によって両者の相違が知られる。臨界断面における剥離せん断層の曲率半径が最も小さくなる原因は、アフターボディーの干渉によるという点については明らかであるが、そのメカニズムの詳細に関してはよく知られていない。従来報告されている後縁端部形状を変化させた実験結果によれば、後縁端に突起物を設置することにより臨界辺長比は小さくなり、一方、後縁端に丸みをつけることによって臨界辺長比が大きくなること、また、本研究で示した逆コの字形断面では臨界辺長比が小さくなることが知られている。このような実験結果より考えれば、特異な臨界断面の生ずる原因として側面付近に局所循環流が発生するかどうか、また、その形状に起因するものと推定される。臨界辺長比より十分小さな辺長比を有する断面では、局所循環流は発生せず、後縁端に沿う逆流は、前縁から剥離するせん断層と直ちに接触し後流に流れ去る。一方、臨界断面では、後縁端に沿って側面上に逆流してきた流れと前縁から剥離するせん断層によって側面付近に閉じた流線で形成される局所循環流が発生し、その形状が円形となり、したがって剥離せん断

層の曲率半径が最も小さくなると考えられる。また、辺長比が大きくなれば、局所循環流の形状は側面に沿う方向に細長くなりそのため剥離せん断層の曲率半径が大きくなると考えられよう。ただし、本研究では、煙による流れの可視化を行ったが、剥離せん断層と側面との間の流れの様子は十分な可視化を行うことができておらず、前述の考察の実験的な確認をするため側面上の流れの可視化に注目した詳細な実験を行うことが課題である。

$f/f_k=2$ における同期状態では、最初の渦の巻き込み位置が定常流中の場合と比較して模型背面に接近し、このことは図5.42に示した後流側よみ点を通る流線上の流速変動の分布特性からも知られるところであり、そのピーク値を示すいわゆる剥離渦形成領域が $f/f_k=2$ において小さくなることと対応がつく。また、同期時における辺長比の相違による比較を行えば、 $B/D=0.3$ の最初の渦の巻き込みが $B/D=0.6$ の場合よりも背面側に接近する。このことは、先に述べた臨界断面付近では側面上の円形の局所循環流の形成とそれに続く剥離渦形成領域における周期渦の発生の過程で気流変動による増幅効果が大きく、一方、辺長比が大きくなり側面上の局所循環流の形状が細長くなるのに伴って気流変動による増幅効果が低下するものと考えられる。

次に、 $f/f_k \gg 2$ のように脈流周波数が Karman 渦発生周波数に比較して十分大きくなった状態を図5.86の一番下の段に示した。この図から知られるように、脈流に起因して前縁上下隅角部より渦を同時に発生し、下流に流れ去る。このとき、辺長比の小さい断面では、脈流に起因する渦は側面に付着することなく剥離せん断層に沿って流れ後流に形成される周期渦の中に合成される。したがって、脈流に起因する小さな渦は背面付近の流体の連行効果を与え背圧の低下に寄与し、図5.85に示す抗力係数の平均的レベルが無次元脈流周波数の増大に伴って大きくなることに対応すると考えられる。一方、辺長比が大きくなれば、脈流に起因する渦は、側面に沿って流下し後縁から離れるときに、見かけ上剥離せん断層の幅を厚くするような効果を与え後流に放出される周期渦の発生を抑制するように見える。したがって、抗力係数の低下に関連する。図5.85に示す $B/D=0.6$ の断面では、無次元脈流周波数が大きくなるに従って抗力係数の平均的レベルが低下することに対応する。辺長比の大きい断面では、気流変動効果として周波数の高い成分を多く含む変動流が抗力係数の低下を促進し、したがって、乱れのスケールの小さい変動流が非定常効果としての乱れの効果の大きいことが知られた。

5.6.3 気流変動と迎角

先に5.4では、主流方向周期変動流中における実験を行い傾斜させた正方形断面の同期特性、および静的空気力係数に及ぼす気流変動効果などに関して考察を加えた。ここでは正方形断面を対象として脈流中における断面周辺のフローパターンの迎角に関する変化特性を観察し、ギャロッピング振動を評価する際に基礎的資料となる静的空気力係数に及ぼす気流変動効果に関する考察を行う。また、同期特性に対しても若干の考察を加える。

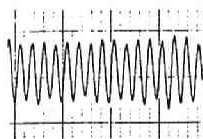
写真5.9～写真5.12は脈流中における結果であり、写真5.13は格子乱流中のフロー

パターンを示し脈流中の状態との関連性を示す。なお、全ての写真のコマ間隔は $1/24$ 秒となっている。

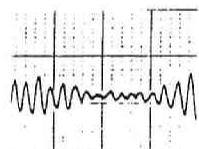
さて、写真 5. 9 は、迎角が 0° の結果であり、(a) は一様流中、(b) ~ (f) は脈動流中の結果を示す。(b)、(c) は Karman 渦発生周波数 f_k の $1/2$ の脈流周波数付近の結果であるが、(b) は変動揚力の時間変動を表すモニター波形より知られるように波形が歪み振幅が小さくなった状態のフローパターンを一部含む。このときには、最初の渦の巻き込み位置が一様流中の状態に比べて下流側に移行している。一方、(c) は変動揚力が安定した定常的な波形を示す状態のフローパターンであり、このときは、一様流中の状態と同程度かあるいは若干渦の巻き込みが強くなっていることが認められる。また、(e)、(f) は、Karman 渦発生周波数の 2 倍程度の脈流周波数における結果であるが、(e) は脈流周波数が若干小さい。(e) の場合には変動揚力のモニターは、安定した定常的な波形を示し、(f) は波形が歪み振幅が小さくなった状態である。この (f) の状態が先に 5. 4 で述べた同期上限付近の状態を表し、変動揚力の rms 値が低下した脈流周波数に対応する。(e) では、最初の渦の巻き込み位置が模型背面側に若干接近しており、上流側隅角部より剥離したせん断層は側面に接近している。一方、(f) は、上下交互に発生する逆対称モードの周期的な渦の発生が抑制され、一部対称モードの渦の発生が若干認められる。また、Karman 渦発生周波数 f_k と等しい脈流周波数 f に対しては、フローパターンには大きな変化がなく、(d) に示すように一様流中の状態と大きく異なることはない。このように、迎角が 0° の状態では後流に発生する周期渦が上下逆対称モードであるため対称モードの接近流の周期的変動によって大きな影響を受けなかったものと思われる。ただし、 $f/f_k \approx 2$ における同期上限付近の対称モードの渦の発生と、さらに 5. 6. 2 で述べたように高周波数の脈流に起因する前面上下隅角部より発生した渦と側面との干渉は、Karman 渦の発生を抑制し抗力係数および変動揚力係数の低減を招く。なお、 $f/f_k \approx 0.5$ および $f/f_k \approx 2$ におけるフローパターンより知られるように、脈流周波数の極めて小さな変化に対しても流れの状態が大きく変化する場合があり、このような現象を調べる際には、極めて安定した周波数変動の小さい脈流を発生することが要求される。本実験では、脈動流を発生するためのシャッターに使用したモーターは、回転数変動が 0.1% 以下の極めて精度の良い直流モーターを使用しており、脈流の周波数変動は極めて小さく安定した状態が得られた。

写真 5. 10 は迎角が 3° の結果を示すが、剥離せん断層は下面と接触していない。迎角を有する状態では、上下剥離せん断層の曲率半径の時間的な変化特性に相違が見られ、上側より下側の曲率半径が小さく、したがって時間平均的な空気力は下向き方向の力の成分を有することが知られ静的空気力係数の迎角に関する変化特性と対応がつく。また、正の迎角を有する状態は、相対的に下向きの運動状態にあることに相当し、自励空気力の存在とギャロッピングの発生メカニズムが推定される。(c) に示すような $f/f_k \approx 1$ の状態では、下向きの相対運動と脈動流による非定常効果によって渦励振動の発生する状態が示唆されよう。しかしながら、迎角の小さい状態では、気流変動によるフローパターンの変化は小さく (a) に示す一様流中の結果と大きな

(a)
 $f/f_k=0$
 $f_k \cdot D/U=0.138$



(b)
 $f/f_k=0.506$
 $f \cdot D/U=0.068$



(c)
 $f/f_k=0.510$
 $f \cdot D/U=0.068$

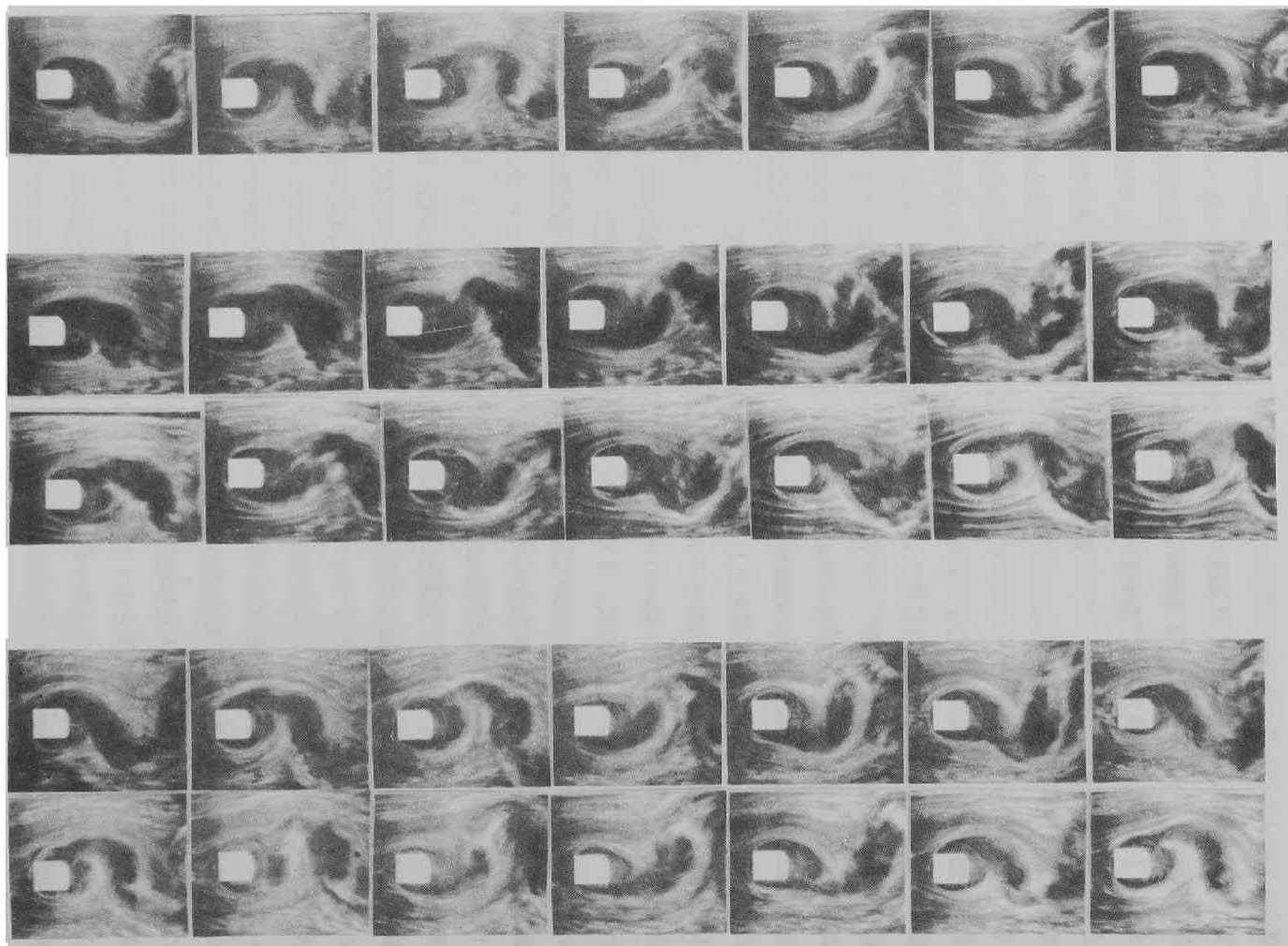
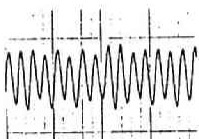


写真5. 9 (その1) 脈動流中における正方形断面周辺のフ
 ローパターン 仰角=0° (WT-L)

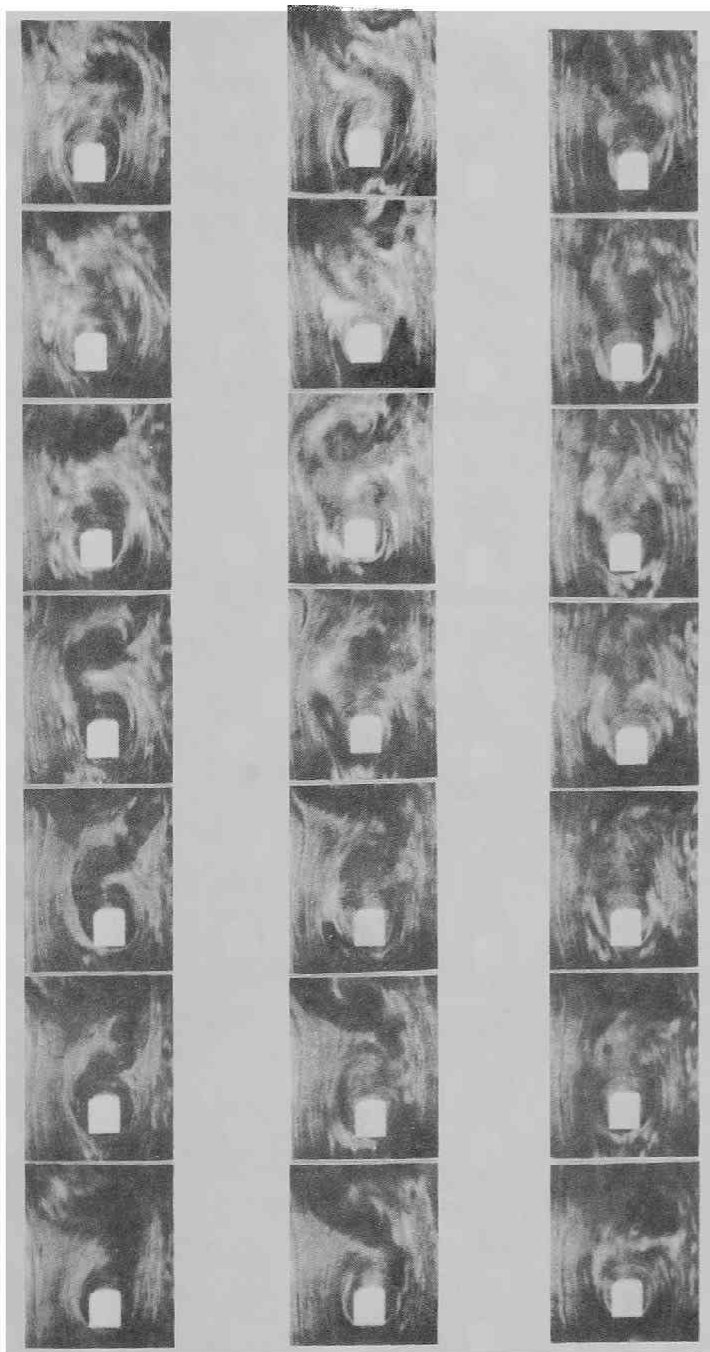
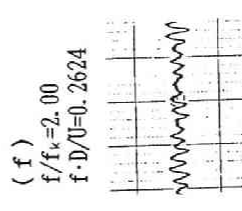
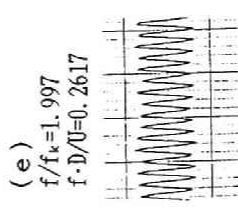
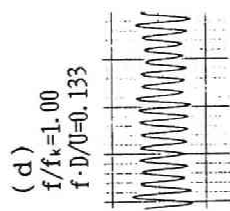
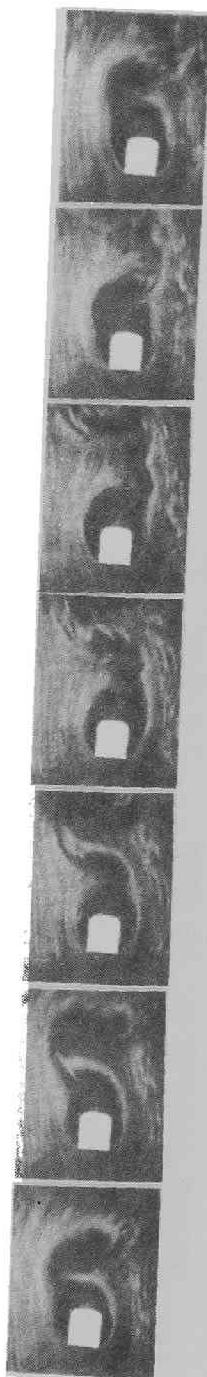
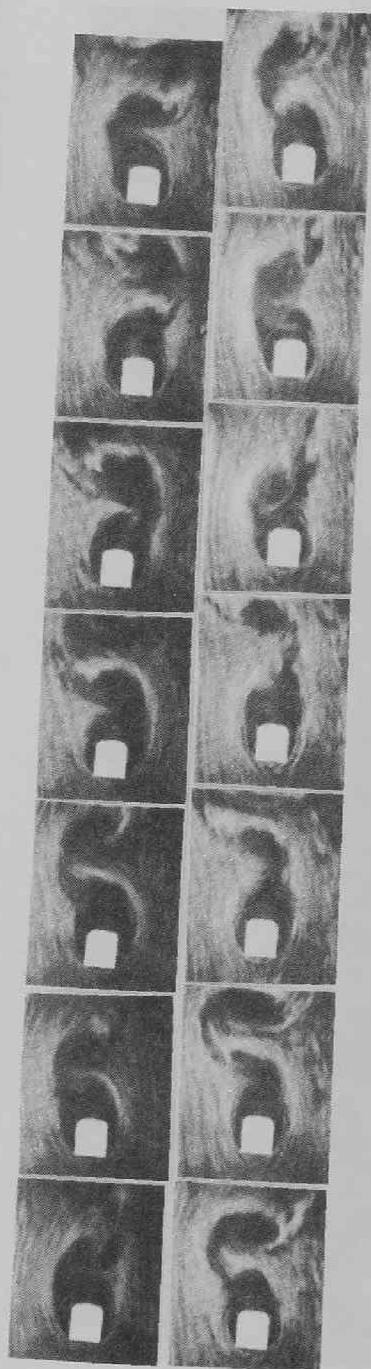


写真5. 9 (その2) 脈動流中における正方形断面周辺のフ
ローパターン 仰角=0° (WT-L)

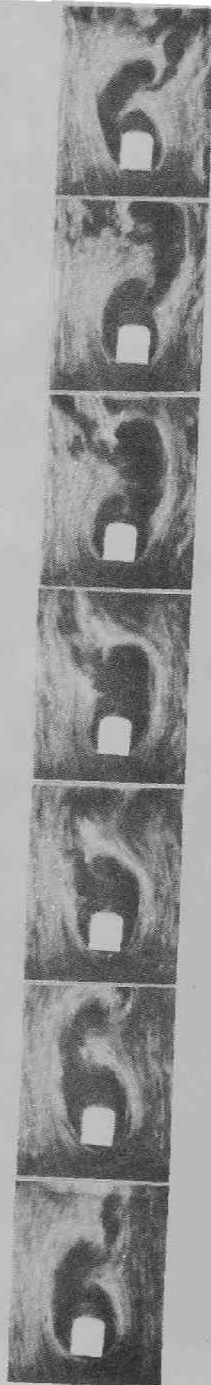
(a)
 $f/f_k=0$
 $f \cdot D/U=0.134$



(b)
 $f/f_k=0.503$
 $f \cdot D/U=0.069$



(c)
 $f/f_k=0.990$
 $f \cdot D/U=0.134$



(d)
 $f/f_k=2.00$
 $f \cdot D/U=0.261$

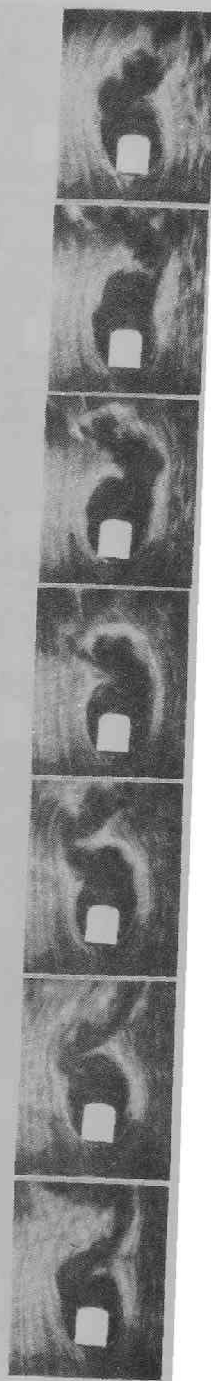
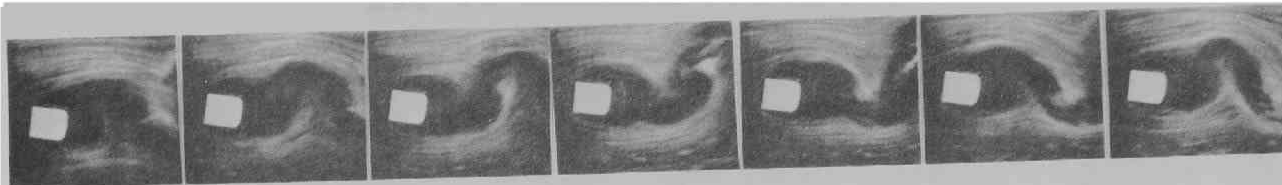
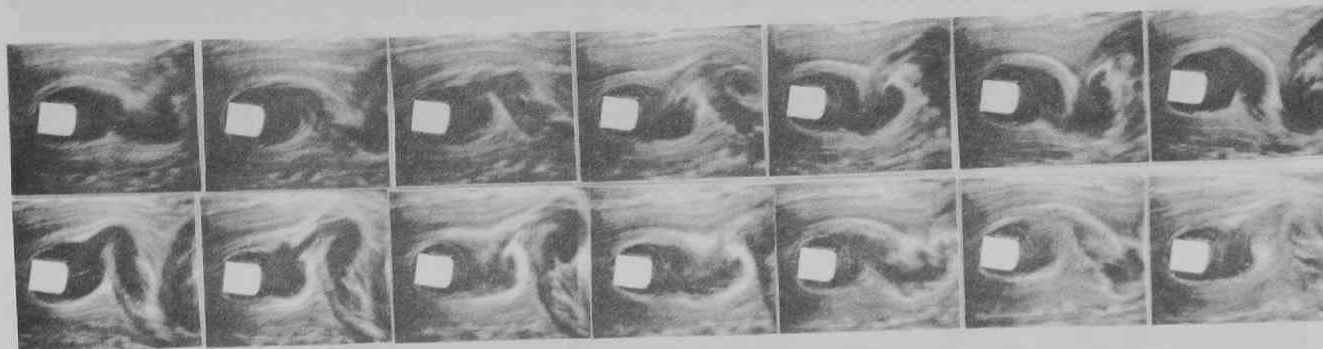


写真5. 10 脈動流中における正方形断面周辺のフ
 ローパターン 仰角=3° (W.T.-L.)

(a)
 $f/f_k=0$
 $f_k \cdot D/U=0.143$



(b)
 $f/f_k=0.502$
 $f \cdot D/U=0.074$



(c)
 $f/f_k=1.00$
 $f \cdot D/U=0.139$



(d)
 $f/f_k=2.00$
 $f \cdot D/U=0.276$

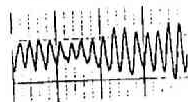


写真5. 11 脈動流中における正方形断面周辺のフ
 ローパターン 仰角=8° (WT-L)

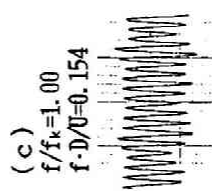
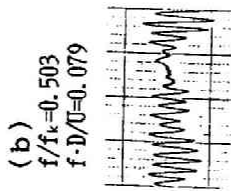
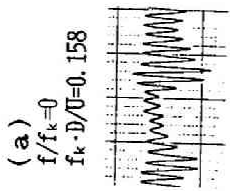
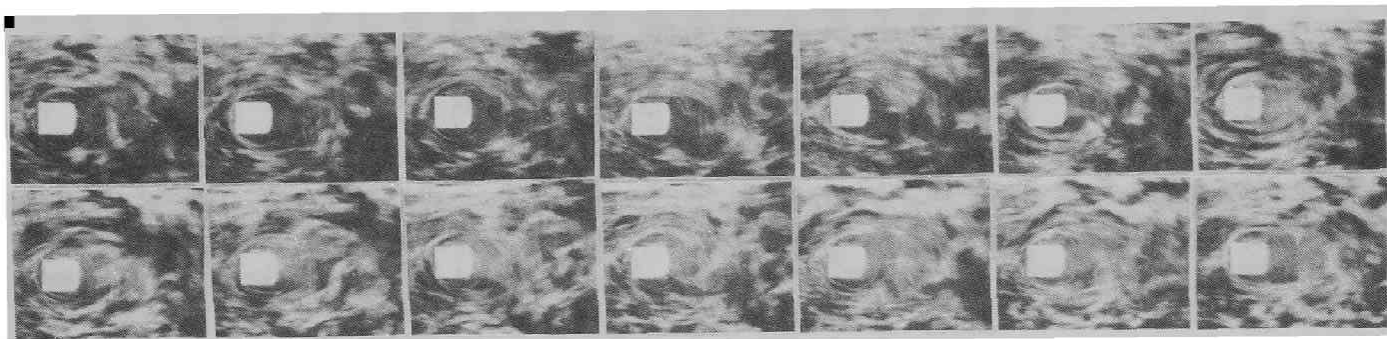


写真5. 12 脈動流中における正方形断面周辺のフローパターン 仰角=15° (WT-L)

(a) 仰角=0°



(b) 仰角=3°

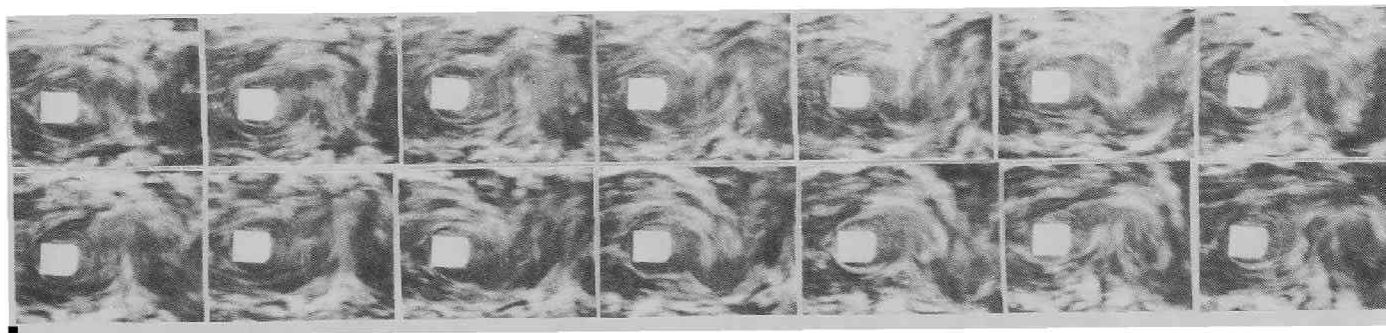
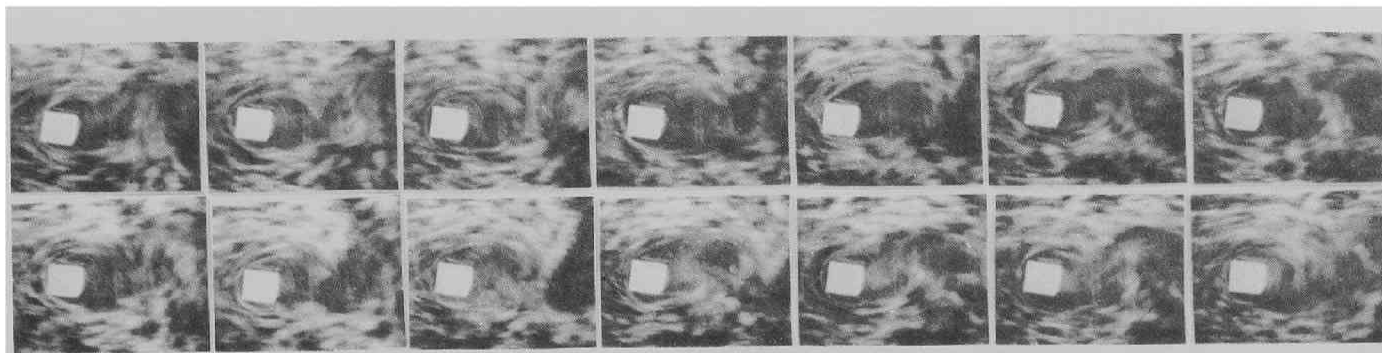


写真5.13(その1) 格子乱流中における正方形断面周
辺のフローパターン(WT-L)

(c) 仰角=8°



(d) 仰角=15°

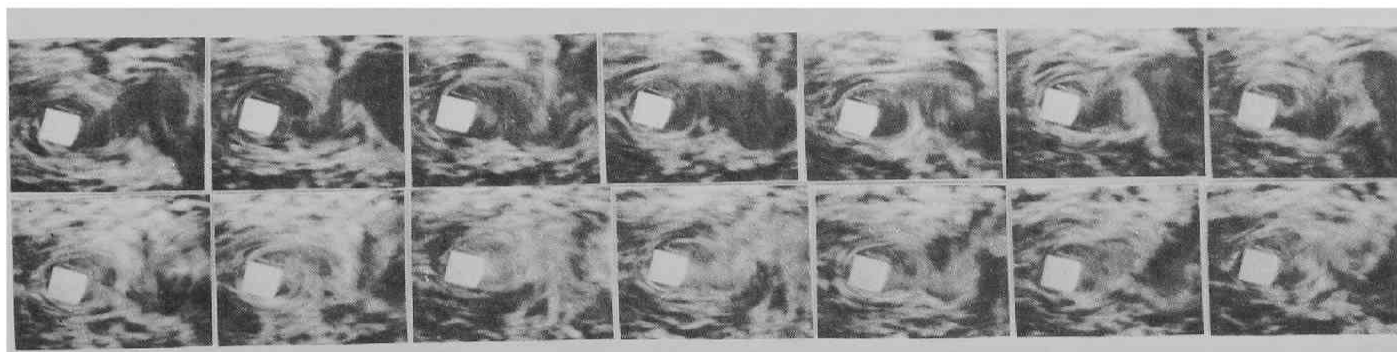


写真5.13(その2) 格子乱流中における正方形断面周
辺のフローパターン(WT-L)

違いはなく、先に5. 4. 4の図5. 32に示した静的空気力係数が $\alpha=3^\circ$ では脈流周波数変化特性に関して大きな変化を示さなかった点に対応する。また、5. 3. 4の図5. 16と図5. 17に示された静的空気力係数が迎角が小さいときには、一様流中と格子乱流中との値に大差なくほぼ同じであったことが、この脈流中におけるフローパターンからも推定される。

写真5. 11は、迎角が 8° の結果であるが、この場合も下側剥離せん断層と下面は付着しておらず、それぞれ上下の剥離せん断層が最初に後流軸と交差するときの状態と比較すれば、上側より下側の剥離せん断層の曲率半径の方が小さい。これは、時間平均的な静的空気力が下向き成分を有することに相当する。この迎角では、 $f/f_k \approx 0.5, 1.0, 2.0$ において剥離せん断層の曲率半径が一様流中の場合より小さく、図5. 32に示した静的空気力係数および、図5. 33に示した変動揚力係数ともピーク値を示したことに対応する。 $f/f_k \approx 0.5$ においては、変動揚力のモニターは2周期に1回分の割合で片側の振れ幅が大きくなることが示されたが、(b)に示すフローパターンからもこのことが推測され、このとき空気力の時間平均をとれば、下向き成分を有し一様流中と比べてその値が大きくなることが知られる。

一方、写真5. 12に示す迎角が 15° の場合には、下側の剥離せん断層は下面と付着していることが認められ、脈流に同期して渦の巻き込みが強くなり剥離せん断層の曲率半径が小さくなるとき、下面は付着しているためその変化は小さく上面の負圧が促進されることによって上向きの空気力成分が大きくなる。 $f/f_k=1$ および $f/f_k=2$ においては、剥離せん断層が最初に後流軸を交差する最も背面に接近した位置、すなわち Bloor⁶⁵⁾による formation region が狭くなることが写真5. 12(c), (d)によって知られ、このとき変動揚力が増幅されることが先の図5. 33に示された。このように脈動流に同期するとき変動揚力は $\alpha=8^\circ$ のときと同様に増幅されるが、時間平均空気力は $\alpha=8^\circ$ で下向き成分を有するのに対して $\alpha=15^\circ$ では上向き成分を有し、したがって、静的空気力係数は $f/f_k=1$ および 2 で明瞭なトラフを示した(図5. 32)。また、図5. 32より知られるとおり、 $\alpha=15^\circ$ の C_{Fy} は脈流周波数の増大するのに伴って低減する傾向を示すが、このような周波数特性も写真に示すフローパターンから推定されるところである。

また、動的効果として、 $\alpha=15^\circ$ で $f/f_k=1$ の脈流に対し(c)後流の周期渦と脈流が同期するとき、渦励振動時の状態が推測される。しかしながら、このような迎角が正の状態は相対的に断面の下向きの運動状態にあるときに相当し、増幅された渦による空気力は先に述べたように上向きの力を発生することになり、したがって、運動を抑制する向きに力が作用することになると考えられる。このことは、迎角が大きく、下側剥離せん断層と下面とが付着した状態では渦励振の発生が見られないことを示すものと思われるが、 15° 程度の迎角を有する正方形断面では後流に Karman 渦の発生が見られるものの渦励振が起こらないという従来知られている結果と一致するものであろう。さらに、ギャロッピングに関しても同様のことが考えられる。

以上、フローパターンに及ぼす脈流周波数と迎角との関連性を見てきた。次に格子乱流中の結果を示し、脈流中の周波数特性と乱流効果との関連性を示す。写真5. 13が格子乱流中のフロ

パターンであり、脈流中における結果と対応してそれぞれ迎角が 0° 、 3° 、 8° 、 15° の状態を示した。まず、(a) に示す迎角が 0° では、乱れによって剥離せん断層が側面に接近すると共に、写真5. 9 (a) に示した一様流中においては前面隅角部より剥離したせん断層と側面との間にトレーサーとしての煙が混入しておらず、せん断層が明瞭に判別されるが、乱流中では、せん断層と側面との間の逆流層の中に煙が混入していることが認められる。この状態は先に図5. 86の $B/D=0.6$ の逆コの字形断面において $f/f_k \gg 2$ の周波数の高い脈流中で見られたような気流変動に起因する前面の上下隅角部より発生した側面上の小さな渦の存在と似ている。したがって、見かけ上乱れによって剥離せん断層が側面に接近しせん断層が厚くなる状態は、乱れに含まれる高周波数成分の寄与が大きいように思われる。また、後流の周期渦の発生が不規則となり渦の巻き込みが弱く、上下剥離せん断層が対称な状態となるときが認められるが、この状態は先に写真5. 9 (f) に示した $f/f_k=2$ における同期上限付近で対称モードの渦の発生した状態に相当するものと考えられる。正方形断面の抗力係数は、一様流中より乱流中における値が小さくなることが知られているが、これは乱れによって後流の周期渦の発生が弱くなるというフローパターンの結果と対応する。このように、乱流効果は、脈流中で得られた周波数特性から推定されたように多くの周波数成分の合成された効果として考えられるであろう。

次に迎角を有する場合について述べる。まず、写真5. 13 (b) に示す迎角が 3° の状態は、 0° の状態と異なり周期渦の発生が明瞭に認められる。しかしながら、一様流中の状態と比較すれば、大きな違いは認められず、静的空気力係数がこの程度の迎角では一様流中と乱流中とでほぼ同じ値を示したことに相当し、このことがフローパターンによっても示されたものと思われる。

一方、写真5. 13 (c) に示す迎角が 8° では、写真5. 11 (a) の一様流中の状態より乱流中において渦の巻き込みが強くなり剥離せん断層の曲率半径が小さくなっていることが認められる。また、下側の剥離せん断層は下面と付着しておらず、したがって、時間平均的な空気力成分は下向きであって、一様流中の値より大きくなることが推定される。このことは、図5. 16、図5. 17に示す C_{Fy} の実験結果が示す傾向と一致する。

さらに迎角が大きくなり 15° では、写真5. 13 (b) に示されるように下側の剥離せん断層は、下面と付着するようになり、乱れによって渦の巻き込みが強くなると共に剥離せん断層の曲率半径が写真5. 12 (a) に示す一様流中の状態より小さくなる。このとき下面は気流が付着しているため、渦の巻き込みは上面の負圧を促進する方向に作用し、時間平均空気力が一様流中より負側に低下することがこのフローパターンより知られる。これは、図5. 16、図5. 17に示す C_{Fy} の実験結果の示す傾向と一致する。

このような乱流効果は、フローパターンの面からみても先の脈流中の周波数特性から推定されるところであり、乱流を多くの周波数成分の合成されたものであるという立場から乱流効果を評価することが、ある程度可能であるように思われる。しかしながら、乱流は当然3次元成分を有し、ここで示したような単一成分の変動のみで評価されるものではなく、さらに、平均風速と直

交する成分の効果と共にスパン方向の相関性の問題が存在し、これらに関しては今後の課題であろう。

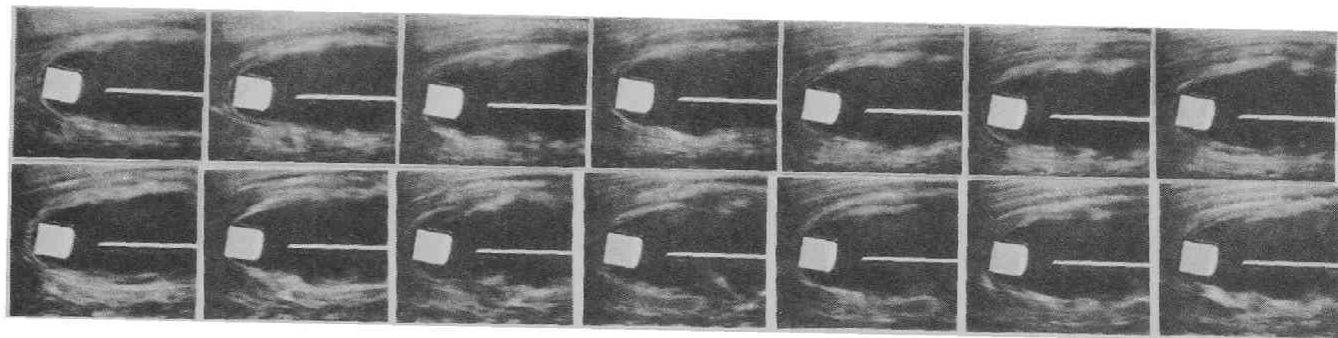
5. 6. 4 安定した剥離せん断層に及ぼす気流変動効果

5. 3. 4において、正方形断面の静的空気力係数の迎角に関する変化特性に及ぼす Karman 渦の効果を述べた。そのとき、後流軸にスプリッター板を設置することによって Karman 渦の発生を抑制することによってその効果を考察した。その結果によれば、スプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制し安定した剥離せん断層を形成すれば、迎角の小さい領域では迎角を与えても静的空気力係数の変化が小さくその勾配がほぼ 0 となり、ギャロッピングのゼロ発振風速が極めて大きくなることが推定された。一方、Karman 渦の発生している状態では、迎角の小さな領域において迎角を与えれば、それにほぼ比例して変化する。このことは、小さな迎角の存在が、剥離せん断層から形成される上下周期渦の発生過程に影響を与えることによって断面上下面の圧力差を生ずることを示す。したがって、ギャロッピングの発生に Karman 渦が寄与している一面を示すものと言えよう。なお、このような迎角の存在によって上下剥離せん断層の巻き込み方に差が生じ、気流変動との lock-in の様子などに関しては、先の 5. 6. 3 において示したところである。

ここでは、さらに図 5. 16、図 5. 17 に示したように、スプリッター板によって安定した剥離せん断層を形成し迎角の小さい領域で一様流中の C_{Fy} が極めて小さくなっているにもかかわらず、気流を乱すことによって Karman 渦の発生している状態と同程度となったことに関して、流れを可視化することによって観察する。このような乱流効果に関して、5. 4. 4 の図 5. 36、図 5. 37 において脈流周波数変化特性から考察したが、この点に関してもフローパターンに及ぼす脈流周波数効果を観察する。

写真 5. 14 はスプリッター板を設置した正方形断面の迎角が 8° のフローパターンを示す。まず (a) は、脈動を与えない状態の結果であり、前面上下隅角部より剥離したせん断層は安定した状態を示し、側面との付着も認められない。また、上下剥離せん断層の曲率は同程度であり大きな相違は認められず、したがって図 5. 16 に示す C_{Fy} のスプリッター板を設置した状態では、その値が大きくならなかったものと考えられる。一方、気流に周期的な変動を与えれば、(b) ~ (d) に示されるとおり、気流変動に起因して下面の干渉を受け下側の剥離せん断層より渦の巻き込みが認められる。(b) ~ (d) のなかでは、(c) の状態が最も渦の巻き込みが強く、下面側の剥離せん断層の曲率半径が小さい。このことは、図 5. 36 の $C_{Fy rms}$ が無次元風速が約 0.12 でピークを示したことに対応する。(e) に示した無次元風速が 0.215 の状態では、気流変動に起因する渦の発生周波数は高くなっており、その形成状態は不鮮明でまた対称モードになっているようである。したがって、図 5. 36 の $C_{Fy rms}$ の値が、この写真に対応する無次元脈流周波数において低下している。しかしながら、脈流周波数が高くなるに従って剥離せん断層は側面に接近するが、迎角が 8° では下面と付着していないため気流変動に起因する流

(a) $f \cdot D/U=0$



(b) $f \cdot D/U=0.082$

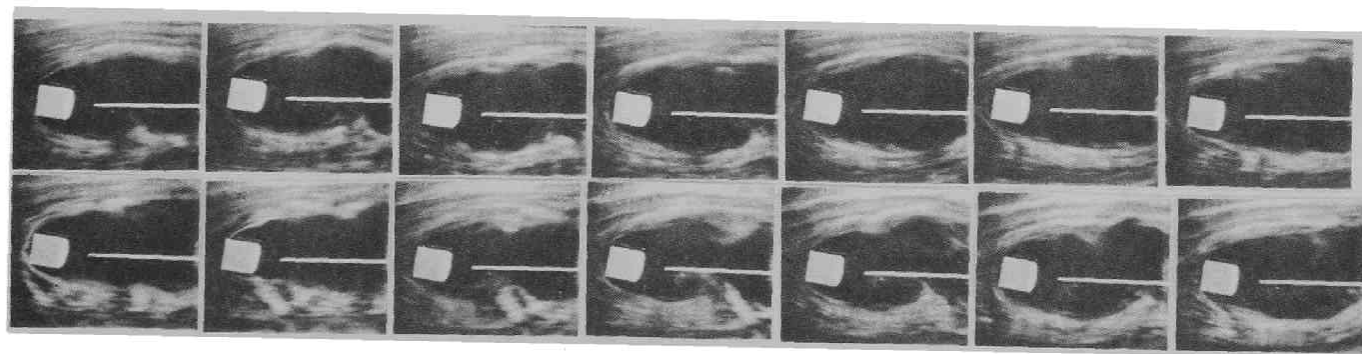
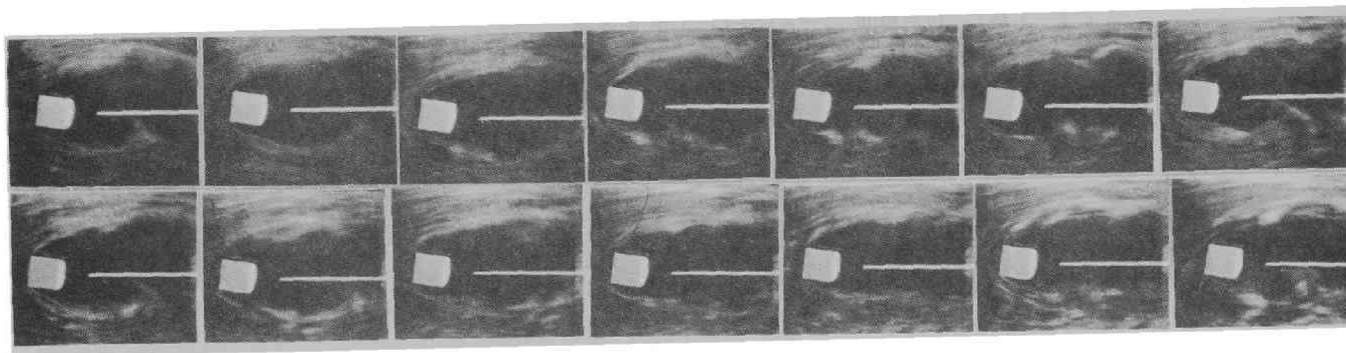
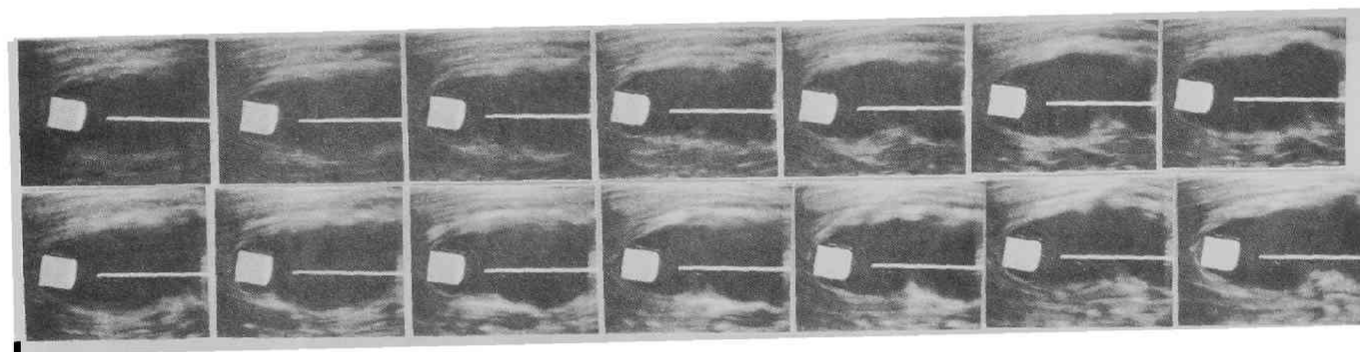


写真5. 14 (その1) 脈動流中におけるスプリッター板を設置した正方形断面周辺のフローパターン 仰角=8° (WT-L)

(c) $f \cdot D/U = 0.126$



(d) $f \cdot D/U = 0.131$



(e) $f \cdot D/U = 0.125$

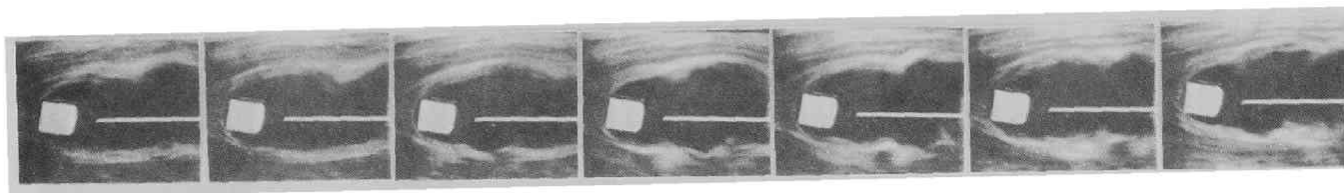
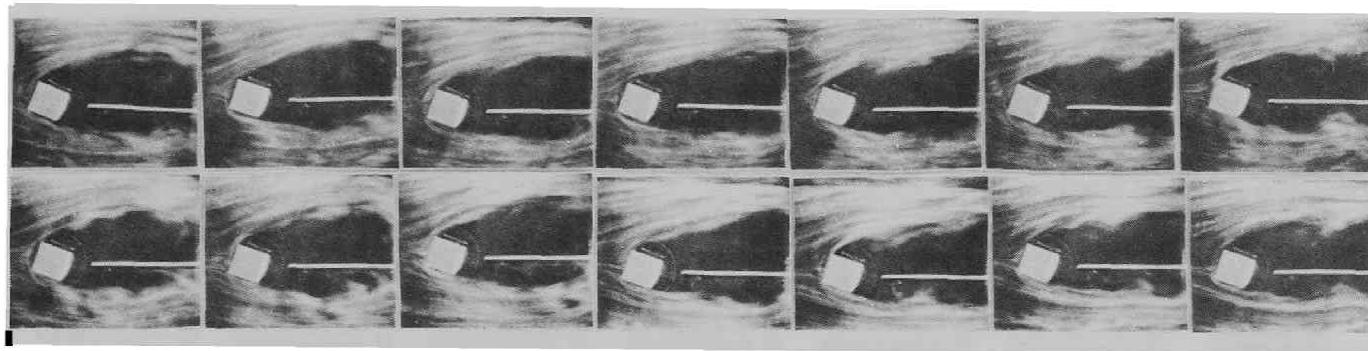


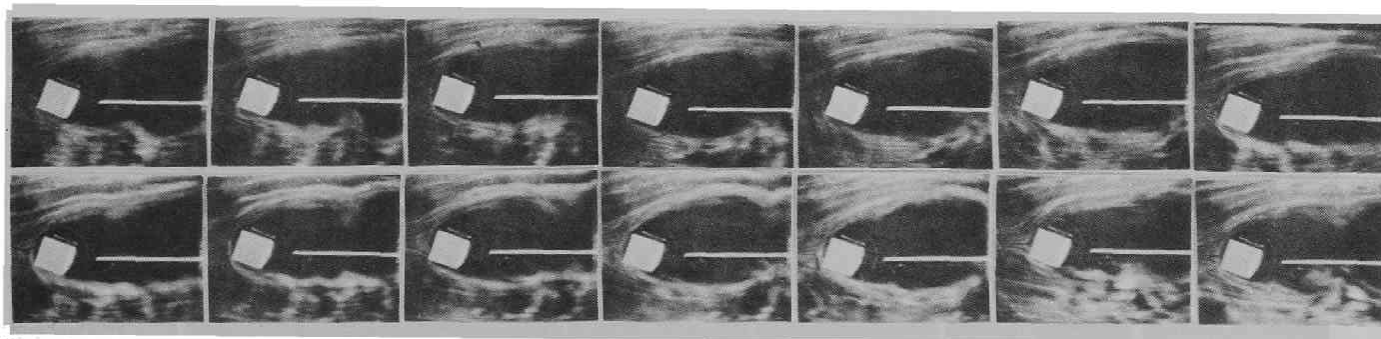
写真5. 14 (その2) 脈動流中におけるスプリッター板を設置した正方形
断面周辺のフローパターン 仰角 $=8^\circ$ (WT-L.)

(a) $f \cdot D/U = 0.114$



-212-

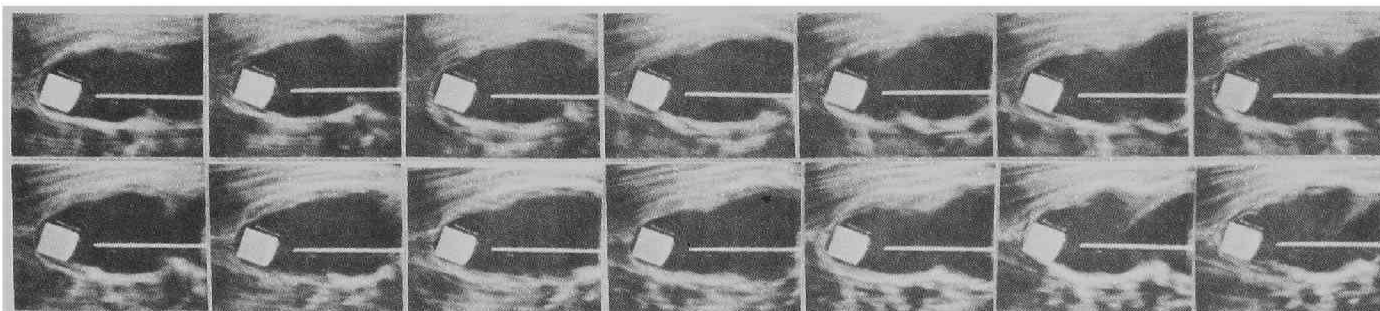
(b) $f \cdot D/U = 0.127$



(c) $f \cdot D/U = 0.139$

写真5.15 (その1) 脈動流中におけるスプリッター板を設置した正方形
断面周辺のフローパターン 仰角=20° (WT-L)

(a) $f \cdot D/U = 0.143$



(b) $f \cdot D/U = 0.175$

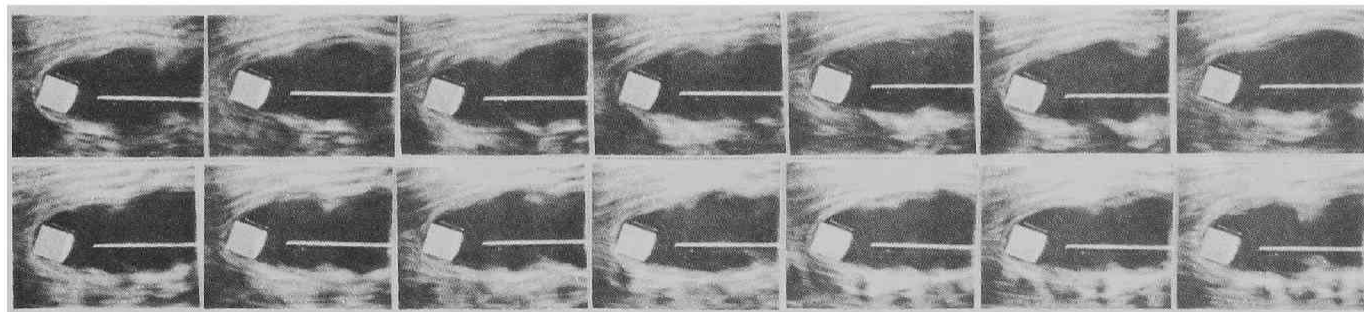
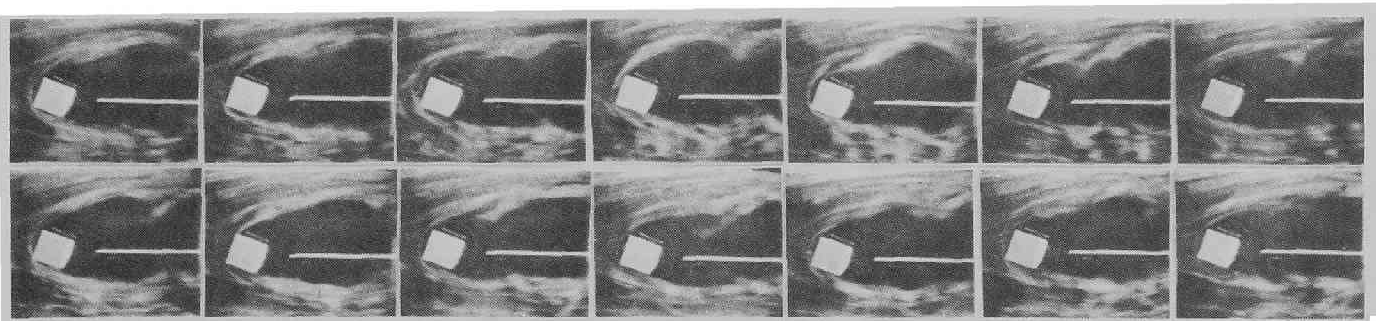


写真5.15 (その2) 脈動流中におけるスプリッター板を設置した正方形
断面周辺のフローパターン 仰角=20° (WT-L)

(a) $f \cdot D/U = 0.199$



(b) $f \cdot D/U = 0.218$

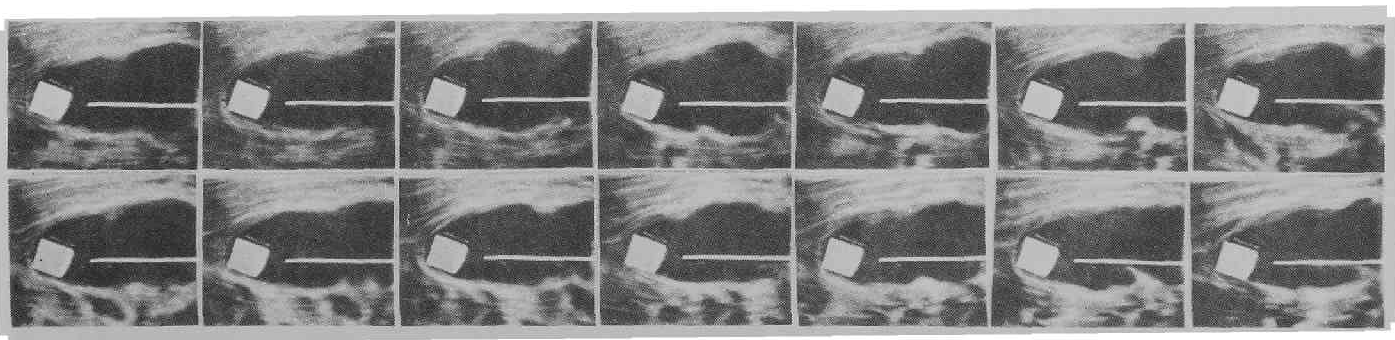
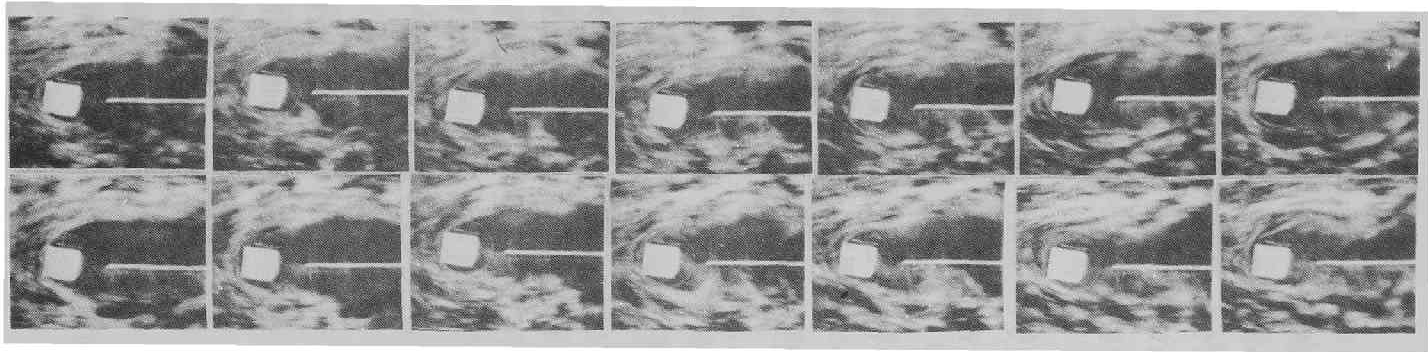


写真5.15 (その3) 脈動流中におけるスプリッター板を設置した正方形
断面周辺のフローパターン 仰角=20° (WT-L)

(a) 仰角=8°



-215-

(b) 仰角=20°

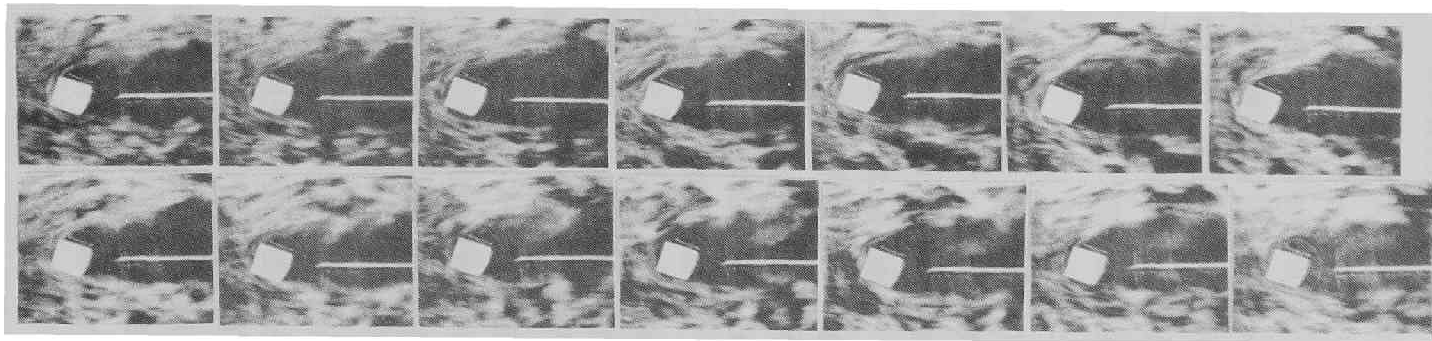


写真5.16 格子乱流中におけるスプリッター板を設置した
正方形断面周辺のフローパターン (WT-L)

体連行効果によって下面の負圧を促進し、図5.37に示すように脈流周波数の増大に従って C_{Fy} は大きくなるものと思われる。

一方、迎角が20°のフローパターンを写真5.15に示したが、この場合には、下面と付着した流れとなり、脈流周波数を变化した状態に対しても、先の迎角が8°の結果と異なり顕著な下側の渦の発生が認められず、気流変動に起因する対称モードの渦を発生する。このため C_{Fyrms} の値は、迎角が8°において認められたような大きなピークはない。また、この渦の発生による流体連行効果は、脈流周波数の増大に伴って大きくなりその効果は、下面が付着しているため背面と上面の負圧の促進を行う。したがって、静的空気力係数は脈流周波数が大きくなるに従って低減するものと考えられる。

以上、スプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制し安定した剥離せん断層に及ぼす脈流周波数効果に関して、付着しない迎角と付着する迎角に対して述べた。次に、それぞれの迎角に対して格子乱流中の結果を写真5.16に示す。写真5.16(a)が迎角が8°の結果である。この写真より、下側剥離せん断層が乱れに刺激されて渦を巻き込むことが認められる。この状態は、脈流中で認められた状態と同様であると共に、スプリッター板の無い状態で迎角を有する場合のフローパターンと似ている。図5.17に示された静的空気力係数が乱流中においてはスプリッター板によって Karman 渦の発生を抑制した場合においても、迎角の小さい領域では、Karman 渦の発生している状態と同程度の値を示した。このことが、ここで得られたフローパターンより推定することができる。迎角が15°の状態を写真5.16(b)に示したが、この場合は、8°の状態のように下側の渦の発生が見られず、ここでは乱れに起因する上下対称モードの渦の発生が認められる。このような様子は、先の脈流中において観察された状態と同様であり、乱流効果を周期的な変動気流によって推定することのできる可能性を示すものと考えられる。ここで採用した脈流は、平均風速と直交する方向の相関の極めて大きいモデル化した気流変動であるにもかかわらず、後流のフローパターンに与える刺激として乱流と同様の効果を与えたことは極めて興味深い。

なお、ここで示したように剥離を生ずる断面の後流軸に沿ってスプリッター板を設置した状態で非定常効果として脈動流を作用させるとき、偏平充腹断面の運動時の前縁部分の剥離せん断層の挙動と相似状態を表すものと考えられる。したがって、ここで採用したように前縁部分が正の迎角を有する状態は、それぞれたわみ振動に対しては下向き、およびねじり振動に対しては、頭下げの運動状態を表し、非定常効果を導入する脈流に起因して下側の剥離せん断層からの渦の巻き込みは、それぞれ自励力の発生を示すものと考えられる。図5.36に示したように、無次元脈流周波数が約0.12において C_{Fyrms} がピークを示し、また、写真5.14(c)のフローパターンが下面側に鮮明な渦の発生が認められたが、このことは、一般に充腹断面の前縁剥離渦に起因する限定振動の発生を示唆するものと言えよう。本研究で採用した脈流は、構造断面の空力挙動に及ぼす乱流効果を評価する際に基礎的な資料を得るためのモデル化した気流変動として有効

となる可能性を有し、また、静止断面によって動的な振動状態の空力挙動を推定する際に応用されその発展が期待される。

5. 6. 5 上流側物体の wake の作用

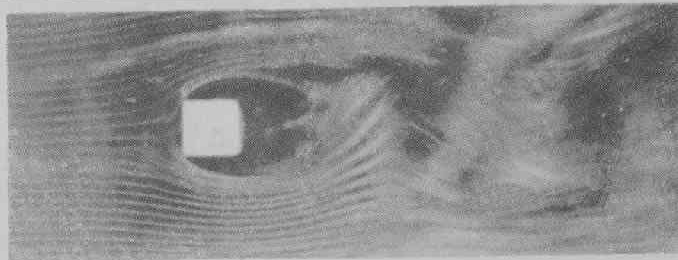
断面上流側に設置された小さな物体によって乱された気流が下流側のメイン断面に作用するとき空気力および後流の流速変動特性が大きく変化する。そのとき上流側物体の断面形状、大きさ、位置、およびメイン断面のアフターボディーによって空気力、また後流流速変動特性に影響を及ぼすことが先の5. 5において示された。ここでは、上流側物体の wake の作用を受けた断面の周辺のフローパターンを可視化することによって観察する。

写真5. 17～写真5. 22がスモークワイヤー法の結果であり、写真5. 23、写真5. 24が油幕法の結果である。

写真5. 17～写真5. 19は、付属物の位置を上流側よみ点を通る流線上に沿って変化したときのフローパターンの変化を示す。まず、写真5. 17はメイン断面の辺長比 B/D が1の正方形断面であり、付属物がメイン断面の辺長 D に対する見付け幅の比 $d/D = 0.075$ を有する正方形断面の結果である。なお、上流側付属物の断面形状は、ここでの可視化実験においては全て正方形断面である。さて、写真5. 17より、付属物が上流側に移動するのに伴って剥離せん断層が側面に接近し、その位置が $x/D = 1.5$ (d) において最も接近した状態となり後流の流速変動も弱い。また、上流側付属物とメイン断面との間は剥離せん断層によって安定した閉じた死水域が形成されている。さらに上流側に移動して $x/D = 2$ (e) の位置になれば、付属物から変動気流の発生が認められるようになり、このとき側面上に気流変動に起因したトレーサの煙の混入が認められる。この側面上にみられる煙の存在は、先に図5. 86に示した周波数の高い脈流に起因して上流側隅角部より発生し側面に沿って流下する渦に相当するものと思われる。正方形断面は臨界辺長比より大きな辺長比を有することより図5. 86の $B/D = 0.6$ 、 $f/f_k \gg 2$ のフローパターンと同様に気流変動に起因して発生した渦と側面との干渉、および乱れによって見かけ上剥離せん断層の厚さが大きくなり側面の干渉を受け後流に放出される周期渦の発生が抑制されたものと考えられる。写真5. 18は、上流側付属物を大きくした d/D が15%の結果である。この結果は、先の写真5. 17と同様の傾向を示すが、付属物の影響が大きくなり顕著なフローパターンの変化特性を示す。 $x/D = 1.5$ は、 $-C_{pb}$ が極小値を示した位置付近であり、上流側付属物から剥離したせん断層はメイン断面の前面隅角部付近に付着し、上流側付属物とメイン断面前面との間に三角形形状様の安定した死水域の形成が見られる。 $-C_{pb}$ が極小値を示す限界状態において、この安定した死水域の形状が最も偏平な三角形形状を示す。この限界点を越えて付属物が上流側に移行するとき、上流側付属物から周期的な渦の発生を開始する。この状態は5. 5. 4で示したとおりである。

一方、 $B/D = 0.5$ の臨界辺長比より小さな辺長比を有する矩形断面では、写真5. 19に示

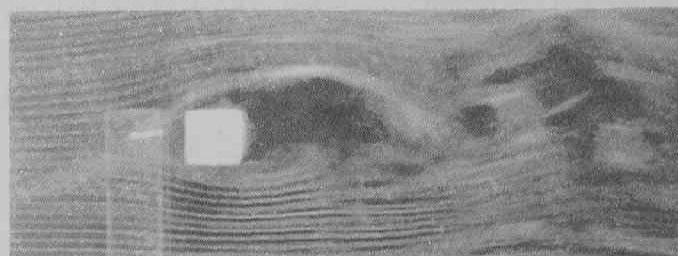
(a) 付加物無し



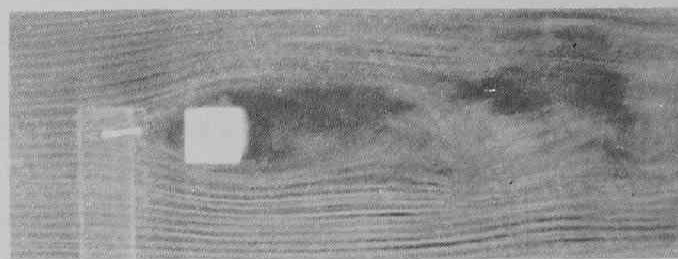
(b) $x/D=0.5$



(c) $x/D=1.0$



(d) $x/D=1.5$

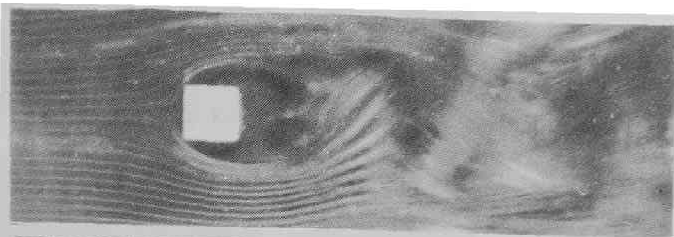


(e) $x/D=2.0$

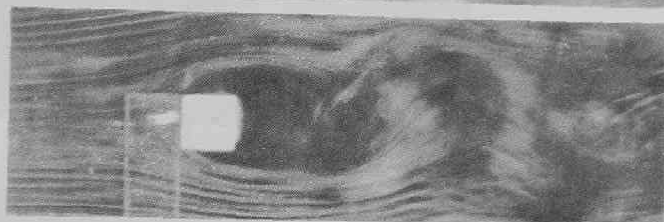


写真5. 17 上流側付加物（見付幅の比 $d/D=0.075$ の正方形断面）の wake の作用を受けた正方形断面（ $B/D=1$ ）周辺のフロー パターン，上流側よどみ点を通る流線上にある付加物の位置による比較（WT-L）

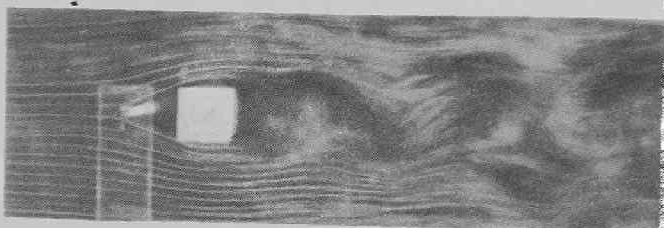
(a) 付加物無し



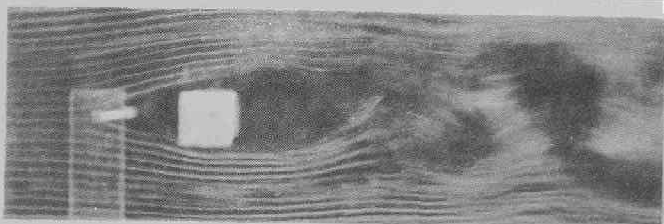
(b) $x/D=0.5$



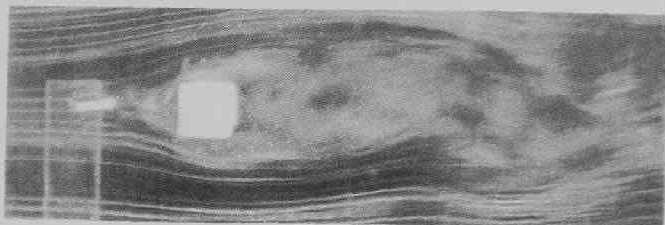
(c) $x/D=1.0$



(d) $x/D=1.5$



(e) $x/D=2.0$



(f) $x/D=2.5$

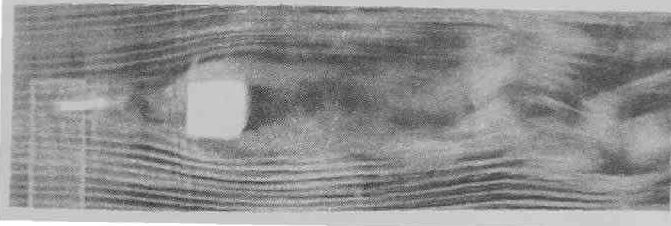
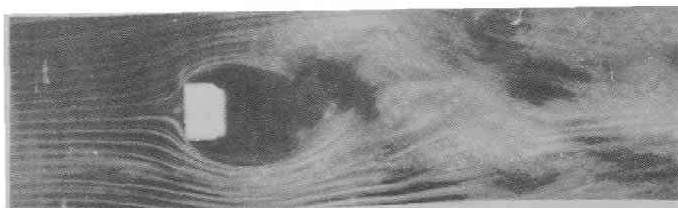
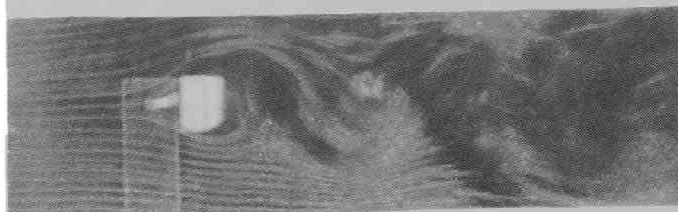


写真5.18 上流側付加物（見付幅の比 $d/D=0.15$ の正方形断面）の wake の作用を受けた正方形断面（ $B/D=1$ ）周辺のフローパターン，上流側よどみ点を通る流線上にある付加物の位置による比較（WT-L）

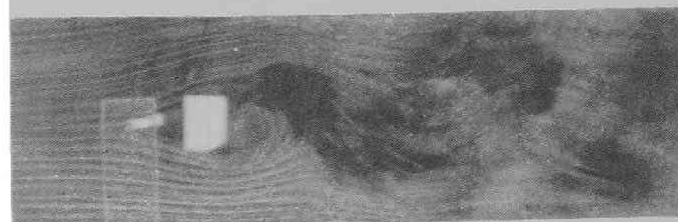
(a) 付加物無し



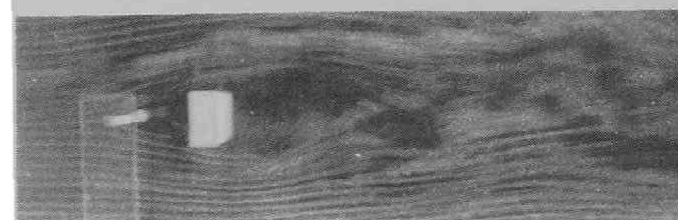
(b) $x/D=0.5$



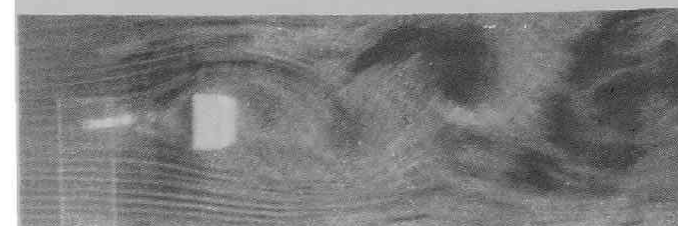
(c) $x/D=1.0$



(d) $x/D=1.5$



(e) $x/D=2.0$



(f) $x/D=2.5$

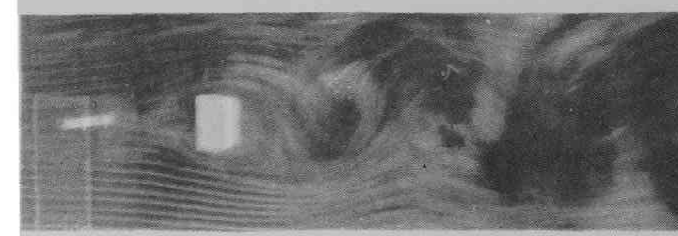
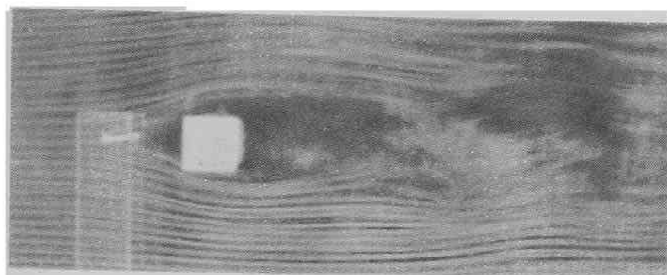
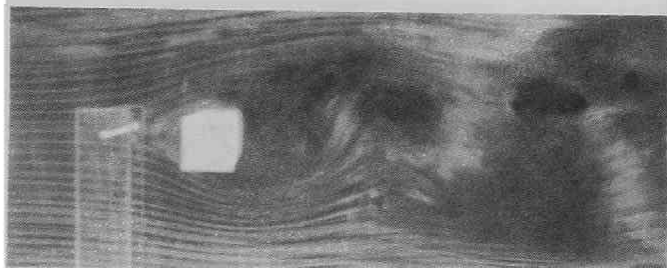


写真5.19 上流側付加物（見付幅の比 $d/D=0.15$ の正方形断面）の wake の作用を受けた正方形断面（ $B/D=0.5$ ）周辺のフローパターン，上流側よどみ点を通る流線上にある付加物の位置による比較（WT-L）

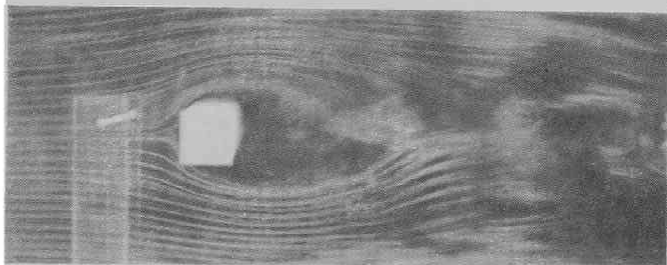
(a)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0$



(b)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0.125$



(c)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0.250$



(d)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0.375$

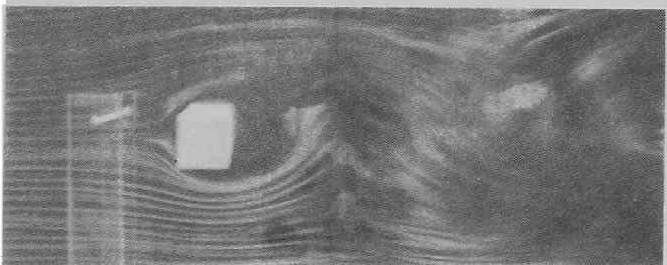
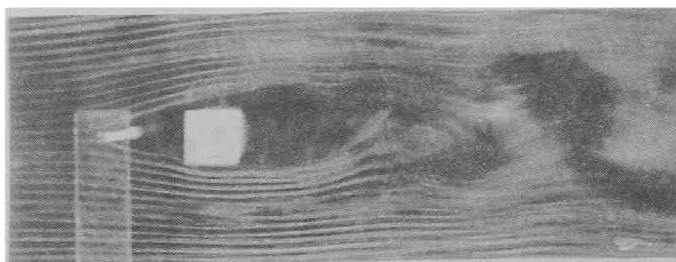
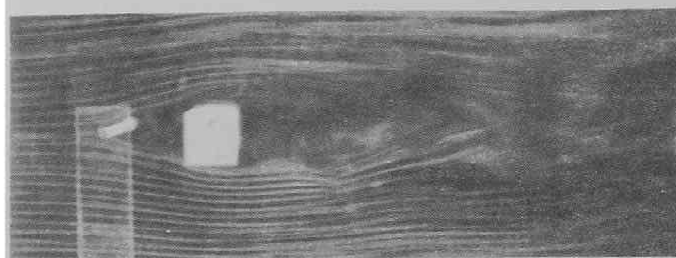


写真5.20 上流側付加物（見付幅の比 $d/D=0.075$ の正方形断面）の wake の作用を受けた正方形断面（ $B/D=1$ ）周辺のフローパターン，模型前面より $x/D=1.5$ の位置における平均風向と直交する方向の位置（ z/D ）による比較（WT-L）

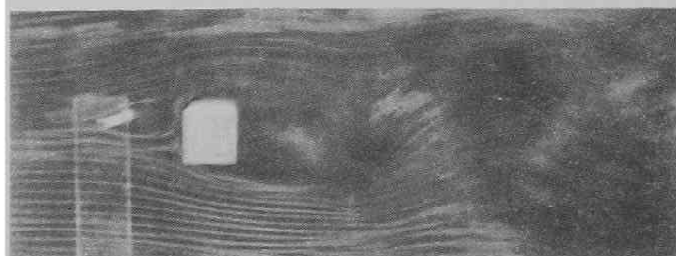
(a)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0$



(b)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0.125$



(c)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0.250$



(d)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0.375$

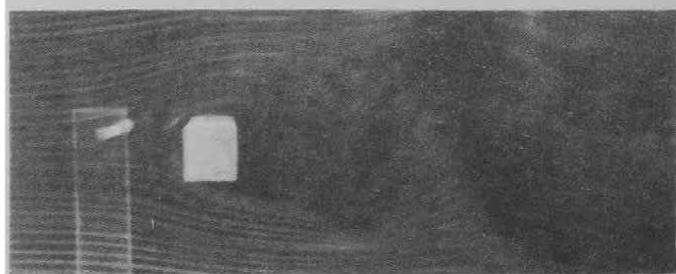
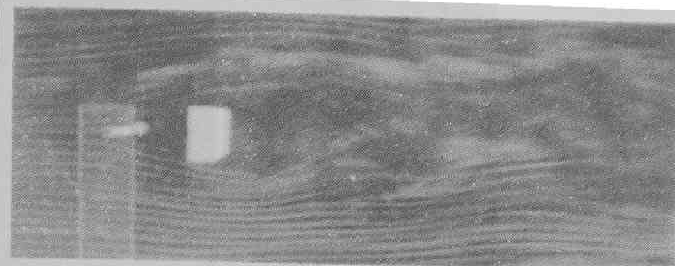
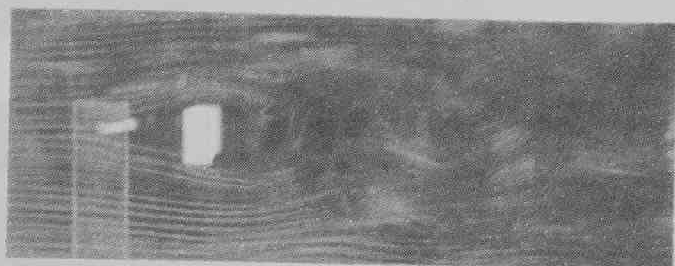


写真5. 21 上流側付加物（見付幅の比 $d/D=0.15$ の正方形断面）の wake の作用を受けた正方形断面（ $B/D=1$ ）周辺のフローパターン，模型前面より $x/D=1.5$ の位置における平均風向と直交する方向の位置（ z/D ）による比較（WT-L）

(a)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0$



(b)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0.125$



(c)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0.250$



(d)
 $x/D=1.5$
 $z/D=0.375$

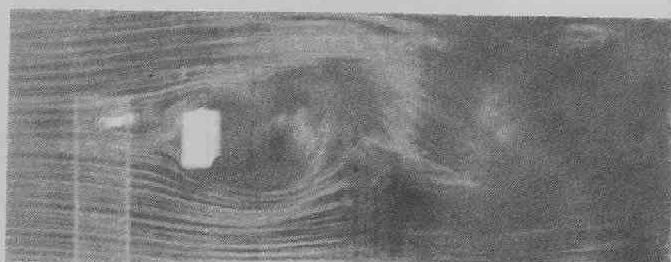
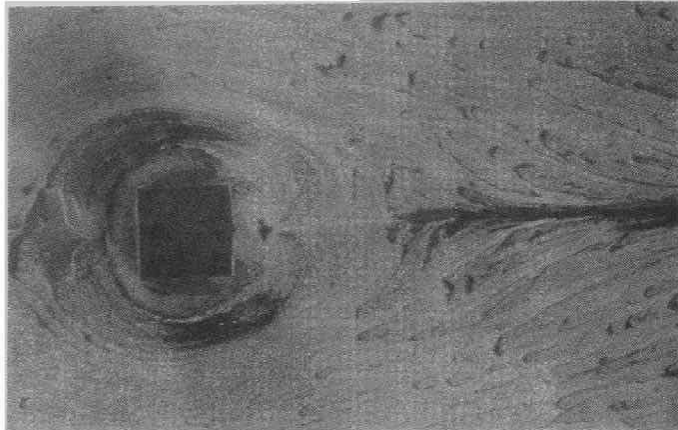
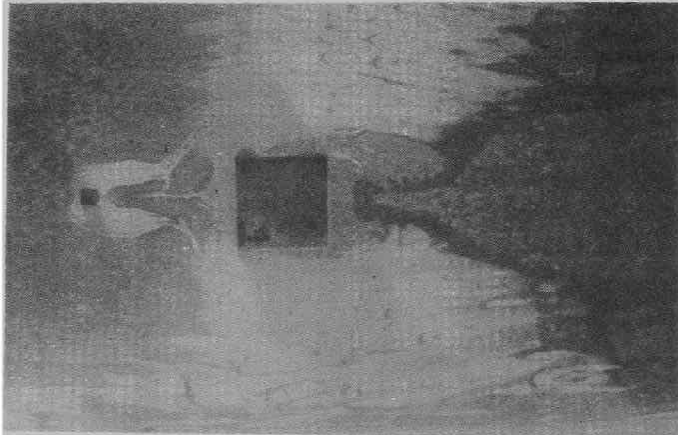


写真5.22 上流側付加物（見付幅の比 $d/D=0.15$ の正方形断面）の wake の作用を受けた矩形断面（ $B/D=0.5$ ）周辺のフローパターン，模型前面より $x/D=1.5$ の位置における平均風向と直交する方向の位置（ z/D ）による比較（WT-L）

(a)
付加物無し



(b)
 $x/D=1.5$



(c)
 $x/D=2.0$

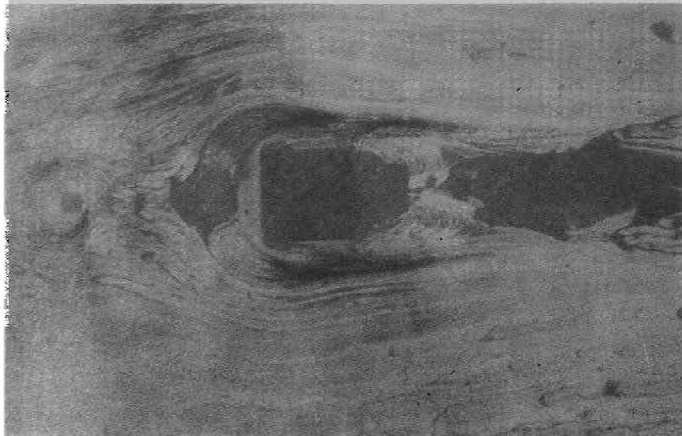
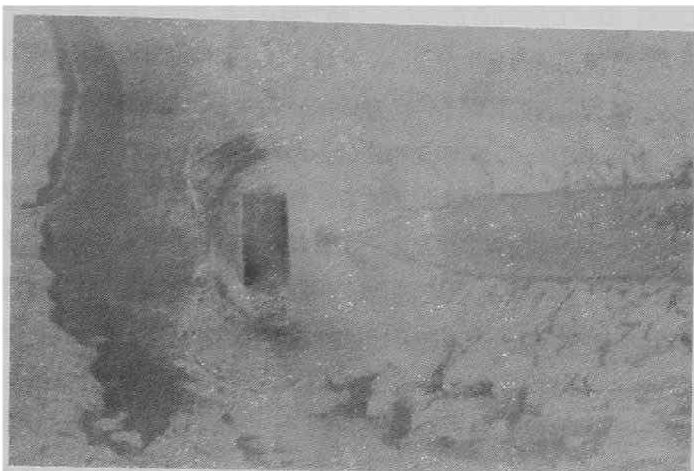


写真5.23 上流側付加物（見付幅の比 $d/D=0.15$ の正方形断面）の wake の作用を受けた正方形断面（ $B/D=1$ ）周辺の油幕法によるフローパターン，上流側よどみ点を通る流線上の位置による比較（WT-M）

(a)
付加物無し



(b)
 $x/D=1.5$



(c)
 $x/D=2.0$

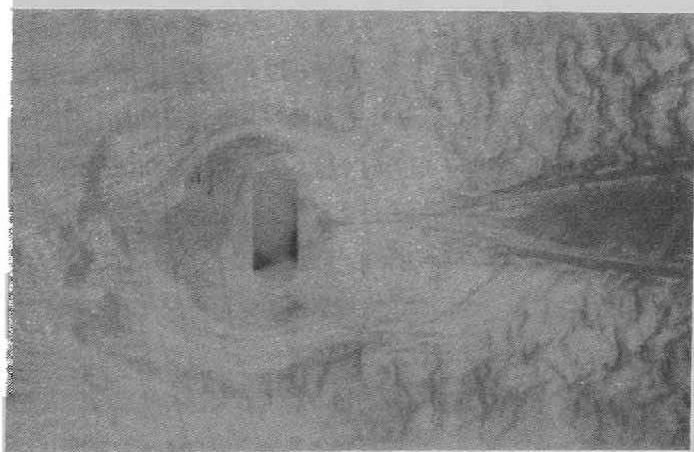


写真5. 24 上流側付加物（見付幅の比 $d/D=0.15$ の正方形断面）の wake の作用を受けた矩形断面（ $B/D=0.5$ ）周辺の油幕法によるフローパターン，上流側よどみ点を通る流線上の位置による比較（WT-M）

すように $x/D=1.5$ の限界点までの傾向は、正方形断面の結果と同様であり、限界点では後流に放出される周期渦の発生が極めて抑制され、剥離渦形成領域が下流側まで伸びていることが認められる。これは、先に図5. 70において示した、後流軸に沿って測定した気流変動の分布特性とよく対応する。正方形断面の結果と大きく異なる点は、限界点より上流側に付加物を設置した状態で付加物から周期渦の発生するときであり、正方形断面では周期渦の発生に伴ってアフターボディーの干渉を受けて後流に放出される周期渦の発生が抑制されたが、 $B/D=0.5$ の矩形断面では、むしろ付加物の無い状態 写真5. 19 (a) より渦の巻き込みが強くなっている（剥離形成領域が狭くなっている）。このことは、図5. 86に示した臨界辺長比より小さな辺長比を有する逆コの字形断面の $B/D=0.3$ 、 $f/f_k > 2$ の結果と同様である。また、図5. 86に示した差圧変動の rms 値が限界点より大きい x/D の領域で付加物無しの値より大きくなったこと、図5. 62に示した差圧変動の時間変動の記録とも対応するものである。さらに、付加物の存在によって写真より流れ方向の渦間隔が小さくなることが認められるが、これは図5. 65に示した Strouhal 数が付加物の影響を受けて大きくなったことにも対応する。

写真5. 20～写真5. 21の結果は、 $x/D=1.5$ の $-C_p$ が極小値を示す位置において、付加物を平均風速と直交する方向に位置を変化させたときのフローパターンの変化を示す。これらの写真より付加物が上流側よみ点を通る流線上近傍にあり、付加物とメイン断面前面との間に安定した死水域を形成するとき、後流に放出される周期渦の発生が抑制される。付加物の位置が平均風速と直交する方向に変化し、付加物とメイン断面とを結ぶ線分を交差する流れ、いわゆる gap flow を形成するようになると急変して後流に周期渦の発生が見られ、図5. 58に示すように上下両側面間の差圧変動も大きくなる。また、上流側付加物の断面寸法の大きい場合が後流に発生する周期渦の抑制効果の大きいことが写真5. 20、写真5. 21より認められる。

最後に、時間平均的なフローパターンに及ぼす付加物の効果を写真5. 23と写真5. 24に示した。時間平均的なフローパターンもスモークワイヤー法で得られた結果と同様に、付加物が $x/D=1.5$ 付近の $-C_p$ が極小値を示す位置で、剥離せん断層が最も側面に接近し後流流速変動が弱くなることが知られる。また、付加物が限界点を越えて上流に位置するとき、臨界辺長比より大きい辺長比を有する正方形断面では、上流側付加物から発生した周期的な気流変動の作用を受けて剥離せん断層は、側面に再付着したような状態となり側面の干渉によって後流の周期的な渦の発生が認められない。一方、臨界辺長比より小さな辺長比を有する辺長比 0.5 の矩形断面では、上流側付加物からの周期的変動気流の作用を受けるとき、時間平均的フローパターンからも後流に発生する周期的渦が強くなることが知られる。このようにアフターボディーの大きさによってフローパターンに及ぼす付加物の効果は大きく異なり、付加物の効果としてアフターボディーの大きい断面に対する空力的安定化効果の大なることが明らかとなった。

5. 6. 6 気流変動と後流流速変動の3次元性

これまでは、全て模型軸と直交する平面内における2次元の流れの状態を考察した。ここでは、

模型軸方向に沿った流れの変化特性、すなわち後流の3次元性に対する気流変動と断面アフターボディーの効果について述べる。

Gerrard⁹⁰⁾によれば、静止円柱の後流に発生する Karman 渦列が模型軸と平行でなく平均して約 14° 傾斜していることが示され、円柱表面からの境界層剥離が軸方向同時に起こらず、最初に剥離した点から両端へ一定速度で伝播することが示唆されている。一方、Koopman⁹¹⁾によれば、静止円柱の結果は、Gerrard の結果と同様に Karman 渦は円柱から傾斜した状態で放出されているが、模型を主流と直交する方向に Karman 渦発生周波数付近の周波数で強制的に加振しその振幅がある大きさに達するとき、円柱表面から放出される渦は lock-in すると共に模型軸とほぼ平行な状態で急変することが示された。ここでは、このような後流の流速変動の3次元性の存在に関して接近流の気流変動とアフターボディーがどのような影響を与えるかといった問題点を考察する。

煙の発生方法は、前節の2次元実験の場合と同じであり、市販されている電熱器用 300W のコイル状ニクロム線を使用したスモークワイヤー法である。ただし、ここでは、模型軸とニクロム線とを平行に設置してあり、模型はニクロム線の wake の作用を受けることになる。したがって、5.5で述べたような上流側付加物としての効果をニクロム線が与え、辺長比の大きい断面ではその影響が大きくなるため比較的影響の小さいと思われる辺長比が 0.3 と 0.7 の2種類の矩形断面を採用した。なお、模型設置位置における乱れの強さの分布を図5.87に示した。模型軸位置では、乱れの強さは約 3.7% であるが、模型側面付近では破線で示した一般流における値に漸近している。

写真5.25は臨界断面より小さな辺長比 $B/D=0.3$ を有する矩形断面の結果であり、写真5.26は臨界断面より大きな辺長比 $B/D=0.7$ を有する矩形断面の結果である。それぞれの断面に対して、脈動流と格子乱流の2種類の気流変動による変化特性を調べた。なお、実験時の Reynolds 数は全て約 3.4×10^3 であり、写真のコマ間隔は $1/24$ 秒である。

写真5.25(a)は $B/D=0.3$ の一様流中の結果であり、Karman 渦列が模型軸と傾斜していることが認められ、Koopmann の円柱の結果と同程度の傾斜角を有している。矩形断面、円柱断面共に流体力学的には鈍い物体ではあるが、矩形断面は剥離点が一様しているのに対し、円柱は Reynolds 数および気流の乱れ等によって剥離点が変わることが大きく異なる点であろう。しかしながら、両断面共に後流流速変動の3次元性が同程度の特性を示したことは、両断面の剥離点以後のアフターボディーが小さく剥

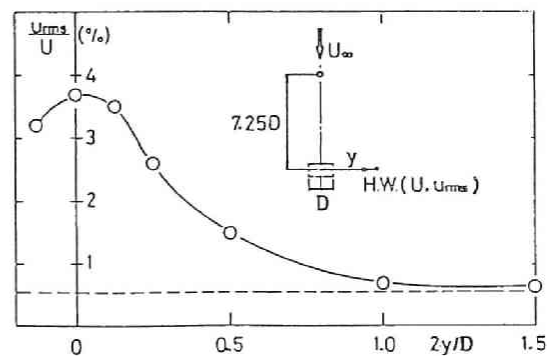
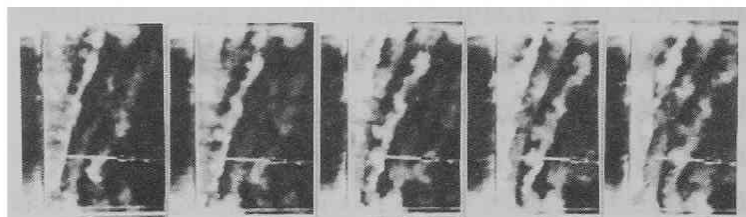
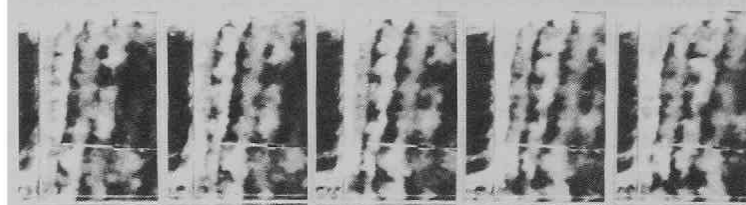


図5.87 模型設置位置における乱れの強さに及ぼす煙発生用ニクロム線の影響

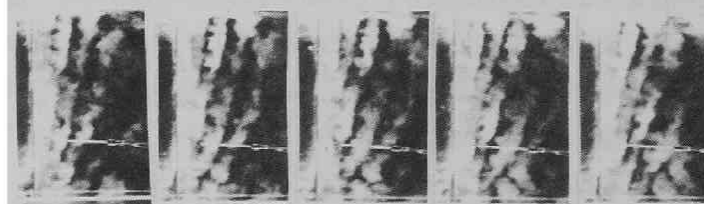
(a)
 $f/f_k=0$



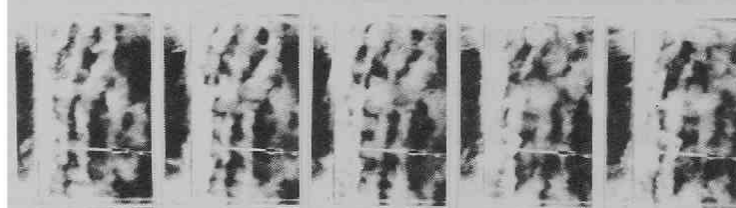
(b)
 $f/f_k=0.47$



(c)
 $f/f_k=0.95$



(d)
 $f/f_k=2.0$



(e)
格子乱流

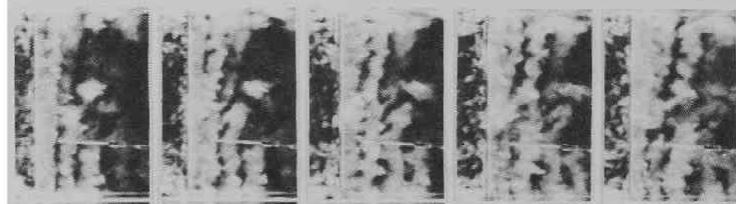
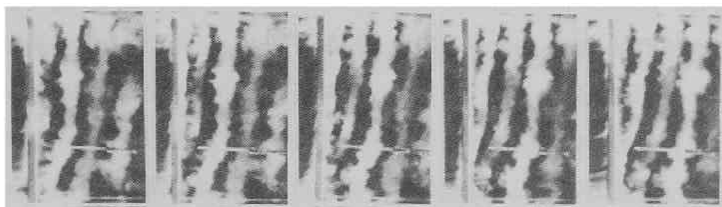
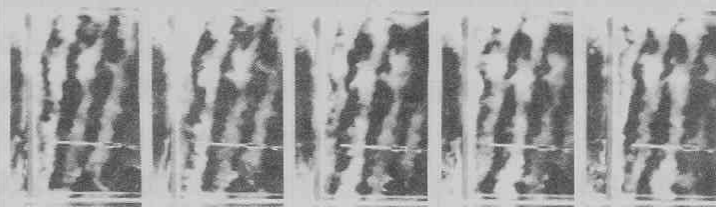


写真5.25 脈動流中における辺長比 0.3 の矩形断面
のスパン方向のフローパターン (WT-L)

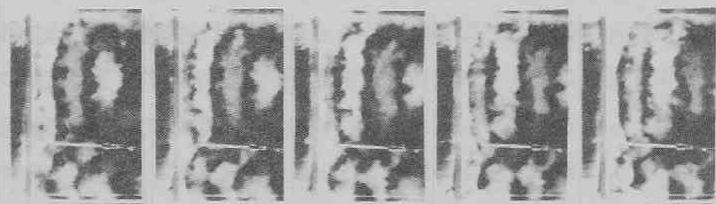
(a)
 $f/f_k=0$



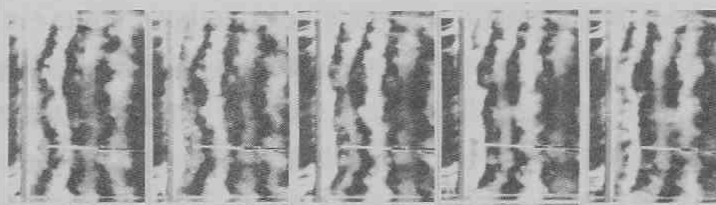
(b)
 $f/f_k=0.51$



(c)
 $f/f_k=0.96$



(d)
 $f/f_k=2.0$



(e)
格子乱流

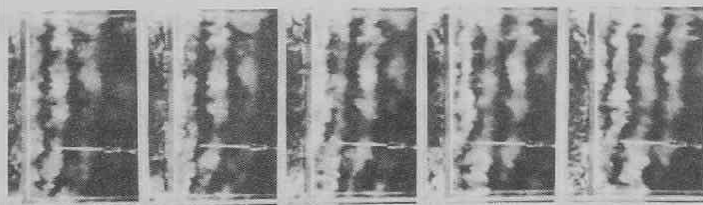


写真5. 26 脈動流中における辺長比 0.7 の矩形断面
のスパン方向のフローパターン (WT-L)

離せん断層への干渉効果の小さいことに起因するものと考えられる。

一方、写真5. 26 (a) に示した $B/D=0.7$ の臨界断面より若干大きな辺長比を有する断面では、Karman 渦列の傾斜角が $B/D=0.3$ の傾斜角より明らかに小さい。また、剥離渦形成領域の模型軸方向への変化が同様の傾向を示す。このことは、Gerrard の実験から示唆されたとおり、最初に剥離する点、あるいは剥離渦形成領域 (formation region) における渦度集中点から、剥離あるいは渦度の集中が一定速度で模型両端へ伝播していくことが推測される。この渦度集中 (剥離渦の形成) 過程の軸方向への伝播特性に関し、アフターボディーの干渉効果として伝播速度を大きくする作用を示したと思われる。従来知られているように、臨界断面より辺長比が大きくなるに従って剥離せん断層に及ぼすアフターボディーの干渉効果が大きくなることと関連性を有するようと思われる。

次に、 $B/D=0.3, 0.7$ の両断面に対して、気流に変動を与えた結果を示す。まず、写真5. 25 (b) ~ (d) は $B/D=0.3$ の脈流中の結果であり、それぞれ脈流周波数 f と Karman 渦発生周波数 f_k との比 f/f_k が 0.47, 0.95, 2.0 である。いずれも (a) に示す一様流中の結果と比べて Karman 渦列の傾斜角が小さく、また、(e) に格子乱流中においても同様の傾向が認められる。特に、格子乱流中では、乱れによってスパン方向の相関性の低下が認められるが、渦列は模型軸とほぼ平行となっている。このことは、乱流のスパン方向の統計的一様性からスパン方向一様な乱れによって刺激された剥離が、時間平均的な意味でのスパン方向の渦度集中の同時性を強めたものと考えられる。一方、 $B/D=0.7$ の断面の脈動流中の結果を写真5. 26 (b) ~ (d)、格子乱流中の結果を (e) に示した。(b) に示す $f/f_k=0.51$ の脈流中では、Karman 渦列は傾斜角を有し、なお後流流速変動の3次元性を残している。 $f/f_k=0.96$ (c)、 $f/f_k=2.0$ (d) の脈流中では Karman 渦列は模型軸と平行になり2次元性を示す。特に Karman 渦発生周波数の2倍の脈流中の結果は極めて鮮明にそのことを示しており、剥離せん断層に及ぼすアフターボディーの干渉度の小さい $B/D=0.3$ の結果 (写真5. 25 (d)) と比較して明らかに相違が認められる。また、格子乱流中の結果 (写真5. 26 (e)) も Karman 渦列は模型軸と平行となり、一様流中の結果 (写真5. 26 (a)) よりも後流流速変動の2次元性が強くなっていることが知られる。

以上、アフターボディーが小さく剥離せん断層への干渉効果の小さい断面では、2次元模型での後流流速変動の3次元性が大きくなることが推測された。また、気流に主流方向の周期的な変動を与え Karman 渦との連成、同期状態における後流流速変動の3次元性を調べたが、Karman 渦発生周波数の約 $1/2, 1, 2$ 倍の脈流周波数に対して2次元化が促進される。この場合にも、アフターボディーの干渉効果の大きい断面において顕著である。これは、主流と直交する方向に Karman 渦発生周波数付近の振動数で振動させた円柱における Karman 渦列の2次元化の可視化を行った Koopman の実験と同様の結果を与え、さらに本研究ではアフターボディーの干渉効果に対する問題が明らかにされた。ただし、ここでは、脈流振幅の大きさと lock-in 現象との関連性に対しては実験しておらず、この点に関しては今後詳細に実験的に調べる必要があるであろう。

一様流中においては、Karman渦列が模型軸と傾斜し3次元的な挙動を示すが、乱流中では、渦の配列が2次元化される傾向を示すことが観察された。このことは、スパン方向各位置において一様に剥離時に乱れによる刺激を受けること、また、剥離せん断層とアフターボディーとの干渉効果の大きい断面でスパン方向の渦配列の2次元化の促進されることが知られたが、従来、接近流の乱れによって剥離せん断層が模型側面に接近しアフターボディーの干渉を受け易くなることが知られており、これらのことから乱れによる Karman 渦列の2次元化の促進が理解される。また、脈動流によって Karman 渦との共鳴干渉によるスパン方向のフローパターンの顕著な変化特性を示すことが観察されたが、先に述べたスパンと直交する平面内のフローパターンの変化特性と合わせて考えれば、軸方向のストリップ部の挙動として、さらに乱流を多くの周波数成分の合成された流れと仮定することによって、モデル化した主流方向変動の脈流周波数特性から構造断面の空力特性に及ぼす乱流効果を推定する1つの方法として存在する可能性を示唆するものと言えよう。

なお、ここでは、乱流に対しては、乱れの強さは6%、乱れのスケール比は1程度であり、また、脈動流に対しても前述のとおり変動の強さ（主流方向気流変動の rms 値／平均風測値×100）は2～3%であって、それらの各パラメータの大きさに関する実験的な検証は行っていない。Koopman の実験によれば、主流と直交する方向の Karman渦発生周波数付近の振動振幅がある値より大きくなるとき、傾斜していた Karman 渦列が急変して模型軸と平行になる結果を得ており、この結果から判断して、後流流速変動の3次元的な挙動から2次元的な挙動への遷移に関して乱れの強さ、乱れのスケール、および脈流振幅それぞれのパラメータの大きさに関する実験的検討を加えることが今後の課題であろう。

5. 7 結 語

本章では、剥離点一定型の鈍い断面の空力特性が気流変動によってどのような変化特性を示すかといった点について実験的に調べることを目的としたものであり、気流変動としては、格子乱流、主流方向周期的変動気流、および上流側微小断面の wake としての変動気流を採用した。各々の変動気流中において断面に作用する静的空気力、背圧係数、変動空気力等の計測を行い、一様流中の結果と比較し乱流効果に関する考察を加えた。また、同時に流れを可視化することにより、フローパターンの面からも考察を加えた。本実験の範囲内で得られた成果を要約すれば、以下のとおりである。

(1) 背圧係数に及ぼす乱流効果として、Karman渦の発生をスプリッター板によって抑制した状態の定常流成分では、完全剥離タイプの断面は一様流中より乱流中の $-C_{pb}$ が大きく、一方、付着タイプの断面は逆に小さくなる。スプリッター板の無い Karman 渦の発生した状態では、アスペクト比の小さい2次元模型は乱れの3次元成分の影響を受け、 $-C_{pb}$ を大きくする働きを有する Karman 渦の効果を低下させる。また、乱流効果は、定常流成分と Karman 渦による気流の変動成分とに現れるが、アスペクト比が大きくなるに従って乱れの3次元成分による端板および

導流壁の影響は小さくなる。したがって、3次元成分を有する乱流中で2次元模型を使用する実験では、スパン長を十分長くしてアスペクト比の大きい模型を使用することが必要である。

(2) スプリッター板によって Karman 渦の発生が抑制された定常流成分に関しても、辺長比が約 2.8 以上の矩形断面では付着タイプの特性を示し、背圧係数に及ぼす Karman 渦の影響は小さい。一方、辺長比が約 2.8 以下の完全剥離タイプの矩形断面は、Karman 渦の発生が抑制された状態では背圧係数の辺長比による変化は小さく、辺長比が変化しても背圧係数はほぼ一定の値を示す。このことは、完全剥離タイプの断面は、背圧係数の辺長比に関する変化特性に及ぼす Karman 渦の影響が大きいことを示すものであり、定常流成分はアフターボディーの影響を受けることが小さく、Karman 渦に起因して周期的に変動する剥離せん断層とアフターボディーとの相互作用が大きい。

(3) Karman 渦の発生の有無に従って、背圧係数値は急変する。それに関連して、正方形断面の静的空気力係数の迎角に関する変化特性も、Karman 渦の発生の有無に従ってその特性が変化する。特に、Karman 渦の発生を抑制するとき、迎角がゼロにおける $dC_{Fy}/d\alpha$ が極めて小さくなり、ギャロッピングの発生に Karman 渦が大きく寄与していることが知られる。正方形断面は完全剥離タイプの断面に分類されているが、これは時間平均的な意味で剥離せん断層がアフターボディーと付着しないものと考えられ、ギャロッピングの発生は、(2) でも述べたように Karman 渦に起因して周期的に変動する剥離せん断層とアフターボディーとの相互作用に起因するところが大きい。したがって、ギャロッピングに及ぼす乱流効果は、Karman 渦の発生に乱れがどのような効果を与えるかといった問題点に関連する一面を有する。

(4) 乱流効果として、乱れが剥離せん断層に直接影響を与えて空力特性が変化する部分と、接近流の変動に起因して断面上流側隅角部より発生した渦がアフターボディーと干渉することによって断面の空力特性に影響を及ぼす部分が存在する。

(5) 主流方向の周期的な変動と後流に放出される周期渦との同期特性に関して、剥離点不定型の円形断面は剥離点の移動によって顕著な同期特性を示すのに対し、剥離点一定型の断面では剥離せん断層とアフターボディーとの干渉が同期特性に大きく影響を与える。したがって、対称モードの脈動流に対して、再付着角に近い迎角を与えた正方形断面では、下側剥離せん断層と下面との干渉が大きいことから、Karman 渦との lock-in と共に subharmonic lock-in および harmonic lock-in が認められる。lock-in した状態の後流渦の巻き込みは模型背面に接近し、剥離渦形成領域は狭くなる。

(6) 周期的な気流変動の周波数変化特性より、静的空気力係数に及ぼす乱流効果を推定することができ、気流の乱れによる効果として、第3章で述べた空気力係数の迎角に関する非線形性に起因する鉛直方向変動成分の準定常的な効果と共に Karman 渦との共鳴的な面、および高周波数成分の変動による流体連行効果の一面を有する。なお、気流変動の準定常的評価は、Karman 渦発生周波数の $1/3 \sim 1/5$ 倍程度以下の周波数領域がその適用範囲となる。剥離を伴う断面の空気力は脈流周波数効果が存在し、したがって、乱れのスケール効果の存在することが示され、

その効果は、アフターボディーの影響を受ける。

(7) 上流側付加物の wake の作用を受ける断面では、付加物は剥離せん断層を断面側面に接近させる効果を有し、上流側よどみ点を通る流線上近傍に付加物を設置するとき、メイン断面後流への周期渦の放出を抑制する効果大きい。ある限界の位置で Karman 渦の発生を極めて抑制する効果を有するが、その限界の位置は、付加物から発生する剥離せん断層がメイン断面上流側隅角部に再付着し、三角形状様の閉じた死水域を形成し付加物から周期渦の放出を開始する直前の位置がその限界位置となる。一方、上流側よどみ点を通る流線上で付加物を限界位置を越えて上流側へシフトさせれば、上流側付加物から独自の周期渦を発生し、周期的変動気流がメイン断面に作用するとき $-C_{pb}$ 値はジャンプする。この $-C_{pb}$ 値のジャンプ量は、メイン断面のアフターボディーの大きさに依存し、臨界辺長比より若干小さい辺長比付近の断面のジャンプ量が最大となり、臨界辺長比より辺長比が大きくなるに従って、このジャンプ量は急激に低下する。このときのフローパターンも臨界断面を境として大きく異なり、辺長比の小さい断面は付加物から周期渦の放出を開始するとき、メイン断面からも顕著な周期渦を発生し、辺長比の大きい断面は、付加物から周期渦の放出を開始してもメイン断面からの周期渦の発生が抑制される。

(8) 臨界断面より辺長比が小さく、剥離せん断層とアフターボディーの干渉の小さい断面では、動的な変位応答特性に及ぼす付加物の安定化効果は小さい。むしろ不安定化する場合もある。一方、臨界辺長比より大きな辺長比を有するアフターボディーの大きい断面では、Karman 渦に起因する渦励振、あるいは前縁剥離渦に起因する振動は付加物によって安定化される。ただし、付加物の位置がメイン断面に接近した状態では、安定した剥離渦を発生することがあり、逆に不安定性を示す場合がある。なお、このような上流側付加物の wake の作用を受けるメイン断面の空力特性は、脈動流中における静止断面の空力特性の脈流周波数特性からある程度推定することが可能である。

(9) 主流方向の周期的な変動気流によって、断面の空力特性に及ぼす乱流効果をその定性的な傾向を推定することができると共に、静止断面に振動時の動的な効果を相対的に与えることができる。したがって、静止断面を対象として脈動流による非定常効果の導入により渦励振動のような剥離流に起因した動的応答特性を推定する方法は、付属添加物によって構造断面の空力不安定振動防止対策を講ずる際の 1 つの手段としてメリットを有する。

(10) 一様流中においては、2次元矩形断面の後流に発生する Karman 渦列が模型軸と傾斜し 3 次元的な挙動を示すが、乱流中では、渦配列が 2次元化される傾向を示し、剥離せん断層とアフターボディーとの干渉効果の大きい断面でスパン方向の渦配列の 2次元化の促進程度が大きい。

以上が本実験により得られた結果の要約であるが、本研究の問題点および今後の課題は以下のようである。

(1) 乱流中における 2次元模型を使用した実験の信頼性を高くするためには、風洞壁面および模型端板と乱流との相互作用に及ぼす乱れの強さと乱れのスケールに関する詳細な検討を行う必要がある。

(2) 乱流は3次元成分を有し、単一変動成分からなる脈動流によってはスパン方向の変動空気力の相関性の低下等に関する十分な評価を行うことができない。したがって、スパン方向の問題点に関しては、別の方法を考える等の検討を行うことが必要であろう。

(3) 本研究では、脈流振幅に関する十分な評価を加えることができておらず、乱流の乱れの強さに関するパラメータとも対応させ今後実験的な検討を加えることが必要である。さらに、本研究で得られた空力特性の脈流周波数特性に関連し、乱れのスケールをパラメータとする詳細な実験を行い脈流中で得られた結果に対する検討を行うことが望まれる。

(4) 上流側付加物によって、剥離を伴う断面の耐風安定性を向上させる効果を有することが知られたが、本研究では対象断面が矩形断面であり剥離点が少ない基本的な現象を調べた。したがって、実際の構造断面のように形状が複雑となり、剥離点が多くなったとき上流側付加物のwakeによる気流変動がメイン断面の耐風安定性を向上させるかどうか、このような問題点は今後の課題である。

参 考 文 献

- 1) 白石成人・松本勝・岡南博夫：角状構造物に作用する空気力に関する乱流効果，第29回構造工学シンポジウム論文集，pp.145～152，1983.
- 2) 岡南博夫・白石成人・松本勝：変動風中における充腹断面の定常空気力について，日本風工学会誌，No. 16，pp.35～36，1983.
- 3) 白石成人・松本勝・岡南博夫：矩形断面柱の定常空気力に及ぼす乱れの効果に関する一考察，昭和58年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要集，1983.
- 4) 岡南博夫・樋口治・中尾勝利・沢田幸治：矩形断面の空気力に関する乱流効果，昭和59年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要集，1984.
- 5) 岡南博夫・白石成人・松本勝：変動流中における矩形断面の背圧係数および後流流速変動特性，土木学会第39回年次学術講演会講演概要集，1984.
- 6) 岡南博夫・樋口治：変動流中における矩形断面柱の空気力に関する研究，大阪府立工業高等専門学校研究紀要第18巻，pp.93～102，1984.
- 7) 岡南博夫・白石成人・松本勝：変動流中における充腹断面の空気力に関する基礎的研究，第8回風工学シンポジウム論文集，pp.255～262，1984.
- 8) 岡南博夫・白石成人・松本勝：変動風中における充腹構造断面の定常空気力と周辺流れの可視化，日本風工学会誌，No. 24，pp.43～44，1985.
- 9) 岡南博夫・樋口治：矩形断面のギャロッピングに及ぼすスプリッター板の効果，大阪府立工業高等専門学校研究紀要第19巻，pp.117～124，1985.
- 10) 岡南博夫・林直人・前川稔：矩形断面の空力特性に及ぼす上流側付属物の効果，昭和61年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要集，1986.
- 11) 岡南博夫・樋口治・吉永広明・山田直純：矩形付属物と張出し板による偏平充腹断面の空

- 力振動の安定化, 昭和61年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要集, 1986.
- 1 2) 岡南博夫・白石成人・松本勝: 矩形断面の空力特性に及ぼす上流側付加物の効果, 第9回風工学シンポジウム論文集, pp.115~120, 1986.
 - 1 3) 岡南博夫: 矩形断面の空気力係数に及ぼす乱流効果, 日本風工学会誌, No. 32, pp. 47~48, 1987.
 - 1 4) 岡南博夫・樋口治: 脈動流中における傾斜正方形断面の変動揚力と周辺流れの可視化, 土木学会第42回年次学術講演会講演概要集, 1987.
 - 1 5) 中村泰治・大屋裕二・渡辺公彦: 矩形断面柱空力特性に及ぼす乱れの影響, 第8回風工学シンポジウム論文集, pp.249~254, 1984.
 - 1 6) Sears, W.R. : Some aspects of non-stationary airfoil theory and its application, Journal of Aeron. Sci. Vol.8, No.3, pp.104~108, 1941.
 - 1 7) Davenport, A.G. : A statistical approach to the treatment of wind loading of tall masts and suspension bridges, PhD Dissertation, Univ. of Bristol, March, 1961.
 - 1 8) 宇都宮英彦・岡南博夫: 変動風による平板の応答に関する基礎的研究, 土木学会第27回年次学術講演会講演概要集, 1972.
 - 1 9) 宇都宮英彦・岡南博夫・尾島暁: つり橋の空力応答に関する2, 3の考察, 昭和49年度土木学会中国四国支部年次学術講演会講演概要集, 1974.
 - 2 0) White, A. S., and Tiew, C. T. : The effects of sinusoidal vertical gusts on the subcritical galloping of a rectangular cylinder, Proc. Instn Civ. Engrs, Part 2, pp.391~400, 1985.
 - 2 1) 渡部洋八郎・高原茂・江草拓: 実時間応答計算による変動風中の渦励振振動の簡易推定法, 土木学会第38回年次学術講演会講演概要集, 1983.
 - 2 2) Chen, C.F., and Ballenget, D.B. : Vortex shedding from circular cylinders in an oscillating freestream, AIAA Journal, Vol.9, No.2, pp.340~342, 1971.
 - 2 3) 松本勝・白石成人・白土博通・小林茂雄・真下義章・湯川雅之: 渦励振応答特性に及ぼす変動気流効果について, 日本風工学会誌, No. 32, pp.55~56, 1987.
 - 2 4) 中村泰治・小園茂平・渡辺公彦: 厚板前縁の剥離-再付着流れに及ぼす乱れの影響, 第9回風工学シンポジウム論文集, pp.109~114, 1986.
 - 2 5) Sarpkaya, T. and Garrison, C. J. : Vortex formation and resistance in Unsteady flow, Journal of Applied Mechanics, pp.16~24, 1963.
 - 2 6) Sarpkaya, T. : Forces on cylinders and spheres in a sinusoidally oscillating fluid, Journal of Applied Mechanics, pp.32~37, 1975.
 - 2 7) Dalton, C. and Chantranuvattana, B. : Pressure distributions around circular cylinders in oscillating flow, Journal of Fluid Engineering, Vol.102, pp.191~195, 1980.

- 28) Stanby, P. K. : The force on a cylinder in sinusoidal flow, Contributed by the Fluids Engineering Division of The American Society of Mechanical Engineers for Presentation at the Annual Meeting, Washington, 1981.
- 29) Bearman, P. W., Graham, J. M. R., and Obasaju, E. D. : A model equation for the transverse forces on cylinders in oscillatory flows, Applied Ocean Research, Vol.6, No.3, pp.166~172, 1984.
- 30) Rish III, J.W. :Correlation of time-dependent force coefficients for cylinders in oscillatory flow, AIAA 22nd Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, 1984.
- 31) Saxena, L.S., Fejer, A.A., and Morkovin, M.V. : Effects of periodic changes in free stream velocity on flows over airfoils near static stall, Nonsteady Fluid Dynamics, proceedings of the Winter Annual Meeting ASME, San Francisco, Calif., pp.111~116, 1978.
- 32) Pierce, G. A., Kunz, D. L., and Malone, J. B. : The effect of varying freestream velocity on airfoil dynamic stall characteristics, Journal of the American Helicopter Society, Vol.23, No.2, pp.27~33, 1978.
- 33) 松本勝・白石成人・白土博通:主流方向脈動流中における Bluff Body の空力特性, 第9回風工学シンポジウム論文集, pp.175~180, 1986.
- 34) 岡南博夫・樋口治・坂尾祥文:充腹断面の空力振動に及ぼす付加物の効果, 昭和62年度関西支部年次学術講演会講演概要集, 1987.
- 35) Clements, R.R. : On locked vortex shedding in a flow with perturbations parallel to the main stream, Journal of Sound and Vibration, No.40, pp.563~565, 1975.
- 36) Hatfield, H.M. and Morkovin, M.V. : Effect of an oscillating free stream on the unsteady pressure on a circular cylinder, Journal of Fluids Engineering, pp.249~254, 1973.
- 37) Barnes, F. H. and Grant, I. : Vortex shedding in unsteady flow, Journal of wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 11, pp.335~344, 1983.
- 38) 松本勝・チャールス ナイスリー・フリードリッヒ メナーハ:非定常流れの中での矩形断面の流れのパターンと空力特性について, 第8回風工学シンポジウム論文集, pp.263~270, 1984.
- 39) 例えば, Mohajery, M. : An experimental study of the structure of the pulsating turbulent flow of air in a circular pipe, PhD thesis, Clarkson College of Technology, 1973.
- 40) 中口博・橋本貴久裕・武藤真理 : 矩形断面の柱の抗力に関する一実験, 航空学会誌, 第16巻, 第168号, pp.1~5, 1968.
- 41) Bearman P. W., Trueman, D. M. : An investigation of the flow around rectangular

- cylinders, *Aeronautical Quarterly*, August, pp.229~237, 1972.
- 4 2) 林正徳・大屋裕二・岩崎直道・横本隆: 二次元柱の坑力および後流に関する一実験, 九大工学集報, 第50巻, 第6号, pp.767~773, 1977.
- 4 3) Nakamura, Y., Tomonari, Y. :The effect of turbulence on the drags of rectangular prisms, *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, Vol.19, No.44, pp.81~86, 1976.
- 4 4) Nakamura, Y., Tomonari, Y. :The aerodynamic characteristics of D-section prisms in a smooth and in a turbulent flow, *Aeronautical Quarterly*, pp.153~168, 1981.
- 4 5) Laneville, A., Gartshore I. S. and Parkinson, G. V. : An explanation of some effects of turbulence on bluff bodies, *Proc. 4th Int. Conf. Wind Effects and Structures* (London), Cambridge Univ. Press. pp.155~163, 1975.
- 4 6) 岡南博夫: 試作低速風洞について, 大阪府立工業高等専門学校研究紀要, 第14巻, pp.47~55, 1980.
- 4 7) Retelle Jr., J.P., McMichael, J.M. and Kennedy, D.A. :Harmonic optimization of a periodic flow wind tunnel, *Journal of Aircraft*, Vol.18, No.8, pp.618~623, 1981.
- 4 8) Simpson, R.L., Shivaprasad, B.G. and Chew, Y.T. : The structure of a separating turbulent boundary layer, Part 4, Effects of periodic free-stream unsteadiness, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.127, pp.217~261, 1983.
- 4 9) Simpson, R. L. and Shivaprasad, B. G. : The structure of a separating turbulent boundary layer, Part 5, Frequency effects on periodic unsteady free-stream flows, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.131, pp.319~339, 1983.
- 5 0) 渡部洋八郎・藤本信弘・江草拓: 変動風発生法に関する研究(正弦波状変動風発生法), 土木学会第37回年次学術講演会講演概要集, pp.497~498, 1982.
- 5 1) Charnay, G. and Mathieu, J. :Periodic flow in a wind tunnel produced by rotating shutters, *Journal of Fluids Engineering*, pp.278~283, 1976.
- 5 2) Scanlan, R. H. : Recent methods in the application of test results to the wind design of long suspended-span bridges, Report No. FHWA-RD-75-115, Federal Highway Administration, Princeton University, 1975.
- 5 3) Nakamura, Y. and Tomonari, Y. : The effect of turbulence on the drags of rectangular prisms, *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, Vol.19, No.44, pp.81~86, 1976.
- 5 4) 篠原憲二・田中英穂・花村庸治: 失速フラッターに及ぼすカルマン渦の影響, 日本機械学会論文集(第2部), 第40巻, 339号, pp.3102~3110, 1974.
- 5 5) 中村泰治・渡辺公彦・藤本聡: 矩形断面柱の低風速励振と渦励振について, 土木学会第35回年次学術講演会講演概要集, 第1部, pp.606~607, 1980.
- 5 6) Bearman, P. W. : Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a

- blunt trailing edge and fitted with splitter plates, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 21, Part 2, pp. 241~255, 1965.
- 57) Roshko, A. : On the wake and drag of bluff bodies, *Journal of Aeronautical Sciences*, pp. 124~132, 1955.
- 58) 溝田武人：一様流中で静止または振動する角柱まわりの剥離流れに関する一考察，*日本風工学会誌*，No. 13，pp. 15~27，1982.
- 59) Laneville, A. and Parkinson, G.V. : Effects of turbulence on galloping of bluff cylinders, *Proceedings of the Third International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures*, Tokyo, Japan, 1971.
- 60) Ericsson, L. E. : Karman vortex shedding and the effect of body motion, *AIAA Journal*, Vol. 18, No. 8, pp. 935~944, 1980.
- 61) Vickery, B. J. : Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 25, Part 3, pp. 481~494, 1966.
- 62) 溝田武人・中村泰治：矩形断面柱の非定常揚力と後流の速度変動について，*構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム*，pp. 201~208，1974.
- 63) 桂順治：流れ方向に細長い長方形断面2次元模型の格子乱流中における風圧分布，*第24回応用力学連合講演会講演論文抄録集*，pp. 85~92，1974.
- 64) 長尾文明：ストローハル成分空気力の影響を考慮した箱形断面構造物のガスト応答に関する研究，*徳島大学修士論文*，1981.
- 65) Bloor, M.S. and Gerrard, J.H. : Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake, *Proceedings of the Royal Society, London, England, Series A*, Vol. 294, pp. 319~342, 1966.
- 66) 岡島厚・杉谷賢一郎：後流中の円柱の振動，*土木学会第39回年次学術講演会講演概要集*，pp. 561~562，1984.
- 67) 五十嵐保：直列2円柱まわりの流れの特性，*日本機械学会論文集（B編）*，第46巻，406号，pp. 1026~1036，1980.
- 68) 白石成人・松本勝・岡南博夫・覚道進：並列された橋梁基本断面の空力特性について，*昭和56年度関西支部年次学術講演会講演概要集*，1981.
- 69) 宇都宮英彦・鎌倉米康：近接する並列円柱系の空気力学的挙動，*土木学会論文報告集*，第336号，pp. 1~8，1983.
- 70) 白石成人・松本勝・白土博通：2本直列柱の空力応答特性とその発生機構に関する基礎的研究，*第8回風工学シンポジウム論文集*，pp. 277~284，1984.
- 71) Bearman, P. W. and Wadcock, A. J. : The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 61, part 3, pp. 499

～511, 1973.

- 72) Tanida, Y., Okazima, A. and Watanabe, Y. : Stability of a circular cylinder oscillating in uniform flow or in a wake, *Journal Fluid Mechanics*, Vol.61, part 4, pp.769～784, 1973.
- 73) Ota, T. and Nishiyama, H. : Flow around two elliptic cylinders in tandem arrangement, *Journal of Fluids Engineering*, Vol.108, pp.98～103, 1986.
- 74) Weaver, D.S. and Abd-Rabo, A. : A flow visualization study of a square array of tubes in water crossflow, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 107, pp. 354～363, 1985.
- 75) Roshko, A. and Koenig, K. : Interaction effects on the drag of bluff bodies in tandem, in G. Sovran, T. Morel and W.T. Mason(Eds.), *Aerodynamic Drag Mechanisms of Bluff Bodies and Road Vehicles*, Plenum Press, New York, London, pp.253～286, 1978.
- 76) Naudascher, E., Weske, J. R. and Fey, B. : Exploratory study on damping of galloping vibrations, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.8, pp.211～222, 1981.
- 77) 白石成人・松本勝・白土博通・真下英人・横田哲也：構造物の渦励振に対する空力的制振対策，昭和58年度関西支部年次学術講演会講演概要集，1983.
- 78) 中嶋博功・小林紘士：長方形角柱の渦励振防止，土木学会第38回年次学術講演会講演概要集，第1部，pp.563～564，1983.
- 79) 井上浩男・虫明英彦・平野廣和・池ノ内昌弘：サイドプレート の吊橋主塔制振効果に関する実験的研究，第8回風工学シンポジウム論文集，pp.379～384，1984.
- 80) 風間浩二・宮田利雄・山田均・斉藤善昭：偏平な鈍い物体の渦励振における剥離流の制御効果，土木学会第40回年次学術講演会講演概要集，第1部，pp.461～462，1985.
- 81) 浜田捷一：都市計画道路千里寝屋川線「淀川橋りょう」の設計と施工状況，橋梁，4，pp.2～11，1985.
- 82) 川上宏一郎・白石成人・松本勝・石崎浩・白土博通：長大鋼斜張橋塔部の空力応答特性，土木学会第40回年次学術講演会講演概要集，第一部，pp.419～420，1985.
- 83) 加藤九州男・久保喜延：補剛トラス橋梁断面の部材配置による耐風制振について，土木構造・材料論文集，第1号，pp.77～84，1986.
- 84) Lesage, F. and Gartshore, I.S. : A method of reducing drag and fluctuating side force on bluff bodies, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.25, pp.229～245, 1987/.
- 85) Griffin, O. M. and Votaw, C. W. : The vortex street in the wake of a vibrating cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.51, Part 1, pp.31～48, 1972.

- 86) Griffin, O. M. : The unsteady wake of an oscillating cylinder at low Reynolds number, *Journal of Applied Mechanics*, December, pp.729~738, 1971.
- 87) Hiller, R. and Cherry, N. J. : The effects of stream turbulence on separation bubbles, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 8, pp.499~58, 1981.
- 88) Steinman, D.B. : Aerodynamic theory of bridge oscillations, *Transactions, ASCE* Vol.115, pp.1180~1260, 1950.
- 89) Matsumoto, M., Shiraishi, N. and Shirato, H. : Bluff body aerodynamics in pulsating flow, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.28, pp.261~270, 1988.
- 90) Gerrard, J. H. : The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.25, part 1, pp.143~164, 1966.
- 91) Koopman, G.H. : The vortex wakes of vibrating cylinders at low Reynolds numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.28, part 3, pp.501~512, 1967.

第6章 結 論

本論文は、構造物の耐風性に及ぼす気流の乱れの効果に関して、著者がこれまで実施してきた実験的な研究をとりまとめたものである。構造物に作用する気流の乱れの問題を考える際には、まず乱れそのものの特性を把握することが重要であり、自然風の観測および風洞実験を行うことによって乱流構造の解明を目的とした研究が進められている。そこで、本研究においても、まず、局地的な地形の影響を受けた自然風の観測結果に基づき地形模型を用いた風洞実験を行い、構造物の耐風性の面からみた乱流構造に関して実験的な研究を行った。次に、観測された自然風の特性は低周波数成分のパワーが大きく、比較的ゆっくりした変動風速成分の寄与が大きいことから、乱れの効果を準定常的な仮定に基づいて考察を行い、また、橋梁断面の乱流中における空力不安定振動を推定する1つの方法を示した。最後に、気流の変動を極めて単純にモデル化した形で表すことによって剥離流を形成する充腹断面の空力特性に及ぼす気流変動効果を風洞実験的に調べた。ここでのモデル化した気流変動は、主流方向の周期的な単一変動成分であり、空力特性を脈流周波数変化特性として評価したものである。脈流周波数変化特性から乱流効果を推定する1つの情報が得られると共に、さらにこの結果から新しい試みを実施して空力不安定振動防止対策に関する今後の可能性を示すことができた。それらは本文中に記したとおりであるが、以下に、本論文の概要と本研究を通じて明らかになった点、および問題点等について要約して本論文の結論としたい。

第1章は緒論であり、本論文に関連する分野の研究を概観すると共に、本研究の内容を簡単に紹介した。

第2章は、構造物に作用する気流が地表面の状態に大きく影響されることから、地形の影響を強く受けた局地風に関して、現地観測と風洞実験との対応関係を比較検討し風洞実験によって現地自然風の特性を推定する際の問題点について論じた。ここでは、主としてケーススタディーとして徳島県鳴門市の小鳴門橋上における自然風の観測結果に基づき、小鳴門海峡周辺の地形模型を使用した風洞実験を行い、局地風としての風速特性に関して考察を行った。

局地風としての特性を有する自然風の特性は、地形の影響を強く受け、特に風向に大きく左右され、小鳴門橋上で観測された長時間のデータ、および観測日時の異なるデータの各 Run の解析結果は、ほぼ風向が同じと思われるデータ間においても大きくばらつきが認められた。風向の可視化実験によれば、小鳴門橋上の北岸に位置する標高198.7mの大毛島および南岸の標高 60.2m の大桑島に挟まれた観測地点では、他の地点と異なり主流風向がかなり異なる場合においても気流はほぼ水路に沿って流れることが認められた。このことは、自然風の観測地点では風向に大きな差が認められないデータ間においても主流風向はかなり異なっている可能性を示すものであり、主流の吹送経路に応じて地形の影響の受け方が異なることに起因して、各観測結果に差を生ずる。

また、各種統計量を計算する際の平均時間に関して若干の検討を加えたが、自然風の乱れ成分を対象とする場合には、平均風速および乱れのスケールを考慮した無次元時間（平均時間×平均

風速／乱れのスケール）によって評価されるべきであり、自然風の非定常性の問題とも関連するが、各種統計量を計算する際の無次元時間に関する統一した評価方法を考える必要がある。

自然風の現地観測の結果と風洞実験の結果とを対比して考えれば、地形模型に作用させる気流状態を海上風としての特性を与える方法としてアルミ平板で作製した乱流境界層発生装置を使用した簡便的な方法を採用していること、さらに使用した地形模型は鉛直方向と水平方向との縮尺が異なる変形模型であることなど今後の課題と考えられる問題点を有しているが、構造物の耐風設計上考慮される気流の各種統計量に関して、自然風の局地的な特性を風洞実験を行うことにより、ある程度の精度で推定され得ることが明らかとなった。

第3章は、矩形断面のような充腹断面を有する高層構造物のギャロッピング振動に関して、高度方向に乱流構造の変化する乱れの効果を準定常的気流変動を仮定して評価する方法を論じたものであり、まず、静的空気力係数に及ぼす乱れの準定常的效果を考察し、さらに高さ方向に変動特性が変化する気流の作用を受ける高層構造物に発生するギャロッピング振動を解析した。ここでの気流変動の準定常的效果は、断面後流に発生する Karman 渦の発生周波数より十分低い周波数成分の乱れの寄与を対象としたものであり、乱流中においてもスパン方向のストリップ部の空気力は、一様流中における2次元実験で求められた静的空気力係数が利用できるものと仮定し、一様流中における静的空気力係数の迎角に関する非線形性、および断面領域で空間的に平均された鉛直方向変動風速成分の大きさに応じてその効果を評価した。

その結果、まず気流の乱れのスケールが構造断面幅より十分大きく気流変動がゆっくりしたものであれば、気流変動を準定常的に考え静的空気力係数の迎角に関する非線形性に起因した乱流効果を評価することがある程度可能となり、乱れのスケールの変化に対して静的空気力は大きくは影響されず乱れの強さによる影響の大きいことが明らかとなった。次に、前述の静的空気力係数に及ぼす乱れの準定常的気流変動効果、および前章で求められた乱れのスケールの高度方向の変化特性を利用することにより高層構造物のギャロッピング応答特性に及ぼす乱れの効果をある程度の精度で評価されることが明らかとなった。ただし、自励振動成分が小さく、気流の乱れに起因するバフティング振動成分のパワーが大きく非定常効果の無視できない乱れに対しては、この章で述べた方法は限界を有する。なお、乱れの非定常効果の問題は第5章で考察した。

第4章では、橋梁断面の空力不安定振動に及ぼす気流の乱れの効果を推定することを目的としたものであり、たわみ、およびねじり1自由度振動系を対象として一様流中で実験的に得られた空力特性を変動流中に適用できるものとし、さらに strip theory が成り立つもの等の仮定に基づき乱れの効果を定性的に把握する方法を論じた。

その結果、一様流中における空力減衰特性の無次元振幅に関する非線形性が顕著である程乱れの効果が大きく、一様流中における2次元模型の $V-A-\delta$ 図に比較して変動流中の $V-A-\delta$ 図は等対数減衰率曲線の間隔が広くなり、全体的にフラットな傾向を示すことが明らかとなった。また、乱れのスケール効果としては、たわみ振動に関しては、乱れのスケール比が大きくなるに従って乱れの効果は乱れの強さによって評価されるようになり、一方、ねじり振動に関しては、

乱れのスケール比が大きくなるに従って乱れの効果は小さくなる。3次元弾性構造物の $V-A-\delta$ 図は、2次元模型に比較して、振動モードに起因して線形化の傾向が進み、等対数減衰率曲線の間隔は一樣流中に比較して広くなる。

今後の課題としては、ここでの方法は、多くの仮定に基づいたものであり現象的な面に関して実験的な検証を行うと共に実験データに基づいた定量的な評価を試み、本方法の適用限界などに対する検討を加えることが考えられる。

第5章では、剥離点一定型の鈍い断面の空力特性が気流変動によってどのような変化特性を示すかといった点に注目し、格子乱流、主流方向周期的変動気流、および上流側微小断面の wake としての変動気流の作用を受ける断面の静的空気力、背圧係数および後流流速特性等の計測を行い、一樣流中における結果と比較し乱流効果に関する考察を加えた。また、前述のような各々の変動気流中における結果より、剥離を伴う断面の空力不安定振動の制振対策等に関する若干の検討を行った。この章で得られた結果は、断面に作用する変動気流の種類に応じて3つの部分に大別される。まず、格子乱流の作用を受ける場合の結果として、3次元成分を有する乱流中で2次元模型を使用した実験を行う際の問題点として模型両端の端板、導流壁および風洞側壁の影響が表れ、アスペクト比を大きくした模型を使用することが必要であること、また、乱れの強さ、乱れのスケールの大きさによって模型端部効果の異なることが明らかとなった。乱流効果としては、乱れが剥離せん断層に直接影響を与え空力特性が変化する部分と接近流の変動に起因して断面上流側隅角部より発生した渦がアフターボディーと干渉することによって断面の空力特性に影響を与える部分が存在する。また、静的空気力係数の迎角変化特性に Karman 渦の発生の有無が大きく影響し、ギャロッピングに及ぼす乱流効果が Karman 渦の発生に乱れがどのような効果を与えるかといった問題点に関連することが明らかとなった。

次に主流方向周期的変動気流の作用を受ける場合の結果として、主流方向の周期的な変動と後流に放出される周期渦との同期特性に関して、剥離点一定型の断面では剥離せん断層とアフターボディーとの干渉が同期特性に大きく影響を与え、したがって、対称モードの脈流流に対して再付着角に近い迎角を与えた正方形断面では、下側剥離せん断層と下面との干渉が大きいことから Karman 渦との同期現象が顕著となることが明らかとなった。そして、同期状態では、渦の巻き込み位置は模型背面に接近し、剥離渦形成領域が狭くなることが流れの可視化によって知られた。脈流周波数変化特性より、静的空気力係数に及ぼす乱流効果を推定することができ、気流の乱れによる効果として、Karman渦との共鳴的な面と高周波数成分の変動による流体連行効果との非定常的な一面を有することが明らかとなった。また、気流変動の準定常的な評価は、Karman渦発生周波数の $1/3 \sim 1/5$ 倍程度以下の低周波数領域がその適用範囲となり、剥離を伴う断面の空気力は脈流周波数効果が存在することから乱れのスケール効果の存在することが推定され、その効果はアフターボディーの影響を受けることが知られた。

上流側に設置した小さな付加物の wake の作用を受ける断面では、上流側よどみ点を通る流線上近傍に設置した付加物から発生する剥離せん断層が下流側前面隅角部に再付着し、三角形状様

の閉じた死水域を形成する状態でメイン断面後流へ放出される周期渦の発生が最も抑制され、そのとき C_{pb} は極小値を示す。そのような付加物の限界の位置では、付加物からは周期渦の発生が見られず、限界の位置より上流側へ移動し付加物から独自の周期的な気流変動を発生するとき、メイン断面からも周期渦を発生する。そのとき、背圧係数値は急変するが、その値は、メイン断面のアフターボディーの大きさに依存し、フローパターンも臨界断面を境として大きく異なる。臨界辺長比より辺長比が大きくなるに従って、付加物からの気流変動効果として再付着効果が強くなり C_{pb} は小さくなり、また動的な応答特性を安定化させる。このような上流側付加物の周期的気流変動の作用を受ける断面の空力特性が、脈流中における静止断面の空力特性の脈流周波数特性からある程度推定することが可能であることが明らかとなった。

モデル化された主流方向の周期的な変動気流を利用する方法は、断面の空力特性に及ぼす乱流効果をその定性的な傾向を推定することができると共に、静止断面に断面振動時の動的な効果を相対的に与えることができることから、付属添加物によって構造断面の渦励振動のような剥離流に起因した空力不安定振動防止対策に応用される可能性が示された。

この章では、主として剥離せん断層とアフターボディーとの干渉についての問題を対象としているが、後流に発生する Karman 渦列のスパン方向の配列がアフターボディーの干渉の小さい断面では模型軸と傾斜し3次元的な挙動を示すが、剥離せん断層とアフターボディーとの干渉が大きくなれば、渦配列が模型軸と平行に近づき、したがって気流に変動を与え剥離せん断層が断面側面に接近しアフターボディーとの干渉が大きくなるとき、スパン方向の渦配列が模型軸と平行に近づくことが、流れを可視化することによって明らかとなった。

第5章の問題点としては、乱流が3次元成分を有することから、モデル化した単一変動成分からなる脈動流によってはスパン方向の変動空気力の相関性の問題等については十分な評価を行うことができないことであり、この点に関しては、今後検討すべき課題である。さらに、本研究では、脈流振幅に関する十分な評価を加えることができなかったが、乱流の乱れの強さに関するパラメータとも対応させた実験的な検討を加えることが必要であり、また、空力特性の脈流周波数特性に関連し、乱れのスケールをパラメータとした実験的な検討を行うことが望まれる。

最後に本研究を遂行するに当たって研究全般にわたって終始御指導と後鞭撻を賜った京都大学教授白石成人先生、研究生生活を行う機会を与えていただくと共に御支援を賜った徳島大学教授宇都宮英彦先生、本論文の内容について数多くの御指導と御討議をいただいた京都大学助教授松本勝先生に深甚な謝意を表す。また、京都大学講師古田均先生と京都大学助手白土博通先生には、本研究を行うに当たって御便宜を計っていただくと共に御激励をいただいたことに対し、感謝の意を表す。

第2章の実験を行うに当たって御協力をいただいた元京都大学大学院生の斉藤恒範氏、森野純孝氏、また、第5章に関しては、風洞の製作等に当たって御支援いただいた大阪府立工業高等専門学校教授日笠隆司先生を初めとして大阪府立工業高等専門学校土木工学科の教職員の方々、風洞の製作に御協力をいただいた元大阪府立工業高等専門学校土木工学科学生半田明宝君、山本良

介君，北山耕造君に感謝の意を表する．特に第5章の実験・データ整理などを行うに当たって御協力をいただいた大阪府立工業高等専門学校技師樋口治氏，および当時卒業研究を受け持った大阪府立工業高等専門学校土木工学科学生諸君に対し，ここに記して御礼申し上げる次第である．

